

中国科学院上海光学精密机械研究所

博士研究生毕业论文

论文题目 高功率掺镱双包层光纤激光器

关键技术研究

专 业 光学工程

研究生姓名 薛 冬

导师姓名 楼 祺 洪

研究生入学时间 2003.8

2006年5月1日

高功率掺镱双包层光纤激光器关键技术研究

作者：薛 冬

导师：楼祺洪

摘 要

高功率光纤激光器是目前激光领域最为活跃的研究方向之一，与其他固体激光器相比，光纤激光器因其体积小、重量轻、效率高、结构简单等特点，在工业、医疗、科研、军事等领域以展现出极其诱人的应用前景，受到人们的广泛关注。本文将从理论和实验两方面对高功率连续波掺镱双包层光纤激光器关键技术进行研究。

第一章综述了稀土掺杂光纤激光器的发展历史，研究现状和新发展，给出了双包层光纤激光器在工业、军事、医疗中的应用。

第二章阐述了双包层光纤的原理，对包层泵浦方法及双包层光纤激光器的特点进行了总结。以光子平衡模型为基础，推导了双包层光纤激光器输出功率表达式，给出了直线腔的速率方程。从理论上对双包层光纤内包层中的泵浦光和纤芯中的激光的传输机理进行了研究，获得了泵浦光在内包层中传输的条件及纤芯中单模激光的实现条件。介绍了高功率 LD 的整形技术，粗芯光纤模式控制技术等关键技术。

第三章对双包层光纤的国产化研究进行了讨论，对我国光纤激光器发展现状进行了分析。阐述了双包层光纤的控制原理。研究了内包层结构对激光器的影响，提出了一种非稳型内包层结构，采用二维光线追迹法对这种非稳腔型内包层光纤的泵浦吸收特性进行了计算，结果表明这种光纤可以实现非常高的泵浦吸收效率。对国产光纤和进口光纤就光谱特性和功率特性等方面进行了对比，

结果表明我们和武汉烽火共同研制的国产光纤完全可以实现高功率输出。

第四章对双包层光纤激光器进行了理论和实验研究。给出了光纤长度、掺杂浓度等因素对输出功率、泵浦阈值，输出谱线的影响。对单端泵浦及双端泵浦进行了对比理论和实验研究。给出了双端泵浦时速率方程的数值解法，模拟了信号光和泵浦光功率在光纤中的分布。采用双端泵浦直线腔方式，使用国产掺镱 D 型内包层光纤获得了 534W 的光纤激光输出，效率效率为 80%。

第五章对大模场面积光纤进行了理论和实验研究。指出了单模光纤在高功率方面的局限性。理论计算了增加纤芯面积和包层面积给激光器带来的影响。采用外腔法对粗芯光纤模式控制进行了实验研究，获得了较好的结果。

关键词：掺镱双包层光纤，双端泵浦，大模场光纤，空间滤波，模式控制

Study of key technologies on high power Ytterbium-doped double-clad fiber laser

Dong Xue
Directed by: Qihong Lou

Abstract

High power fiber laser is one of the most active research directions in laser fields. Comparing with other solid laser, fiber laser has demonstrated a most attractive foreground in industry, medicine, science research military affairs and so on because of its little volume, light weight, high efficiency and simple architecture. In this thesis, theoretical and experimental study on the high power continuous-wave Ytterbium-doped double-clad fiber lasers was presented.

In the first chapter, the history, current status, and future prospects of rare-earth doped fiber laser was introduced. The applications in area such as telecom, industry and military are presented.

In the second chapter, the operating principle of the double clad fiber laser and the characteristic of cladding pumping were summarized. The output power expression of double clad fiber laser was deduced based on the balanced photon model. The transmission mechanics of light in the inner clad and the core of double-clad fiber was studied theoretically. The conditions of pumping light transmitting in the inner clad and mono-mode fiber laser originating in the core were acquired. The key technologies such as beam reshaping of high power LD and mode controlling of large mode area fiber were introduced.

In the third chapter, the characteristic of China-made double clad fiber was studied, and the current status of fiber laser industrialization in China was discussed. The fiber drawing techniques were introduced and the impacts of inner-cladding structure on laser characteristics were studied. A new cross section shape of inner

cladding benefited from the conception of unsteady cavity in laser technology was introduced. The absorption characteristic of this new type double-clad fiber was simulated with two-dimension ray tracing method. The results shown that, it is possible to achieve very high pumping absorption efficiency with this new type of double-clad fibers. The comparison of spectrum characteristic and output power characteristic between China-made fiber and imported fiber was made. It shows that the China-made double clad fiber is excellent in high power operating.

The theoretical and experimental study on double cladding fiber laser was discussed in the fourth chapter. The impact of factor such as fiber length, doping content, on output power, output spectrum or pumping threshold is discussed. The comparison of one-end pumping and double-end pumping is made theoretically and experimentally. The power distribution of pump light and excited laser along fiber is given by solving the rate equations. When both ends of the D-shaped inner cladding fiber are pumped by high power LDs with launched power of $\sim 300\text{W}$ each, a maximum CW output of 534W was obtained, with a slope efficiency of $\sim 75\%$.

In the last chapter, the characteristic of large mode area (LMA) fiber is studied theoretically and experimentally. The limitation of single mode fiber in high power operating was discussed. The impact of enlarging the area of core or inner clad on the fiber laser was calculated theoretically. A new method to control the mode in fiber with external cavity was carried through and obtained certain effect.

Key words: Ytterbium-doped double-clad fiber, Double-end pumping, Spatial filtering, Large mode area fiber, Mode control

目录

1	绪论	1
1.1	固体激光器简介	1
1.2	光纤激光器简介	3
1.3	高功率光纤激光器发展历史	5
1.4	高功率光纤激光器研究现状	8
1.4.1	新型高功率光纤激光器	8
1.4.2	光纤激光器发展方向	14
1.5	高功率光纤激光器未来展望	14
1.5.1	高功率光纤激光器应用领域	14
1.5.2	高功率光纤激光器未来展望	17
1.6	本论文的主要研究内容	19
	参考文献	21
2	掺镱双包层光纤激光器基本原理及关键技术	24
2.1	掺镱双包层光纤	24
2.1.1	掺 Yb^{3+} 光纤激光介质的能级结构及光谱特性	24
2.1.2	双包层光纤的构造	27
2.2	双包层光纤传输理论	29
2.2.1	均匀折射率光纤的光线理论	29
2.2.2	光纤中的模式理论	30
2.3	线形腔结构物理模型及速率方程	34
2.3.1	线形腔物理模型	34
2.3.2	线形腔速率方程	36
2.4	高功率光纤激光器关键技术	37
2.4.1	高功率 LD 整形技术	37
2.4.2	包层泵浦耦合技术	41
2.4.3	模式控制及谱线压缩技术	46
2.4.4	其他关键技术	49
	参考文献	50
3	双包层光纤国产化研究	54
3.1	我国光纤激光器产业化发展现状分析	54
3.2	内包层结构的设计	55
3.2.1	内包层结构与入纤泵浦功率的关系	55
3.2.2	内包层结构对吸收效率的影响	56

3.2.3	非稳腔型内包层结构	56
3.3	双包层光纤的制作	59
3.4	国产双包层光纤的输出特性	60
3.4.1	结构特性	60
3.4.2	荧光特性	61
3.4.3	激光特性	63
3.5	国产及进口光纤特性比较	65
	参考文献	69
4	连续双包层光纤激光特性研究	71
4.1	大功率 LD 端面耦合技术	71
4.1.1	大功率 LD 光束整形	71
4.1.2	端面耦合系统	73
4.1.3	DCF 端面处理	74
4.2	光纤长度对激光特性的影响	76
4.2.1	光纤长度对输出功率的影响	76
4.2.2	光纤长度对激光阈值的影响	82
4.2.3	光纤长度对输出谱线的影响	85
4.3	单端泵浦与双端泵浦的对比研究	88
4.4	高平均功率连续光纤激光器	91
	参考文献	93
5	大模场面积光纤激光特性研究	94
5.1	大模场面积光纤的基本特性	94
5.1.1	单横模光纤的局限性	94
5.1.2	大模场面积光纤特性研究	96
5.2	大模场面积光纤模式控制研究	101
5.2.1	横模模式控制实验研究	101
5.2.2	纵模模式控制实验研究	108
	参考文献	110
6	总结	112
	薛冬在攻读博士学位期间发表的论文目录	113
	薛冬个人简历	115
	致谢	116

1 绪论

随着上世纪末光纤通信的飞速发展和大功率半导体激光器制造工艺的进一步成熟，光纤激光器获得了长足的发展。与通常的板条状固体激光器相比，高功率光纤激光器具有体积小、重量轻、热稳定性能好、光束质量好等优点。其应用领域已从较为成熟的光纤网络方面迅速地向其他更为广阔的应用领域扩展。高功率光纤激光器目前已成为国际上固体激光领域的研究热点之一，倍受人们的关注。

1.1 固体激光器简介

激光(LASER: LIGHT AMPLIFICATION BY STIMULATED EMISSION OF RADIATION)是在1960年正式问世的，当时美国休斯飞机公司 Theodore H. Maiman (梅曼)在《自然》周刊上发表了一篇有关激光的小文章。但是，激光的历史却已有100多年，远在1893年，在波尔多一所中学任教的物理教师布卢什就已经指出，两面靠近和平行镜子之间反射的黄钠光线随着两面镜子之间距离的变化而变化。他虽然不能解释这一点，但为未来发明激光发现了一个极为重要的现象。他的两位同事夏尔·法布里和阿尔弗雷德·珀罗，根据布卢什指出现象在1897年发明了“法布里-珀罗空腔谐振器”。只要根据光的波长调整距离，谐振器就可把光放大。1917年爱因斯坦提出“受激辐射”的概念，奠定了激光的理论基础。1958年美国科学家肖洛和汤斯发现了一种奇怪的现象：当他们将闪光灯所发射的光照在一种稀土晶体上时，晶体的分子会发出鲜艳的、始终会聚在一起的强光。由此他们提出了“激光原理”，受激辐射可以得到一种单色性、亮度又很高的新型光源。1958年，贝尔实验室的汤斯和肖洛发表了关于激光器的经典论文，奠定了激光发展的基础。1960年，美国人梅曼(T. H. Maiman)发明了世界上第一台红宝石激光器。梅曼利用红宝石晶体做发光材料，用发光度很高的脉冲氙灯做激发光源，获得了人类有史以来的第一束激光。1965年，第一台可产生大功率激光的器件-二氧化碳激光器诞生。1967年，第一台X射线激光器研制成功。1997年，美国麻省理工学院的研究人员研制出第一台原子激光器。

自1960年7月美国科学家梅曼成功地演示了世界上第一台激光器-红宝石固态激光器以来，各种各样的激光器和激光技术如雨后春笋般的发展起来。由于激光(受激辐射光)完全不同于普通光(自发辐射光)的性质：单色性、方向性和相干性，很快被广泛地应用于各个领域，并深刻地影响了当代科学、技术、经济和社会的发展及变革。

高功率激光器在工业和军事国防等领域均有大量的需求。在制造工业中，

随着激光器输出功率的逐渐提高,激光材料处理使制造工艺有很大的进展,与其它诸如电阻焊接、等离子电弧切割及火焰硬化等工艺不同,激光不需要通过物理接触就能把能量传送到工件上,它提供了局部的高能量密度,在能量传送上具有显著的灵活性。从而对商业应用具有越来越大的吸引力,其应用已经从宏观处理(如金属焊接、切割、钻孔、开缝)一处理材料的厚度可以是几个毫米,扩展至微观机械处理一处理材料的尺寸可以从 1 毫米到微米量级,甚至对半导体作亚微米的机械处理。据 laser Focus World 的统计,2003 年应用于激光材料处理领域的激光器的全球销售已达 1,220M 美元^[1]。

虽然目前激光器的种类繁多,但在激光的材料处理领域内,应用最多的主要有两类:CO₂及灯泵 Nd:YAG 激光器,CO₂激光器主要倾向于作为较高功率的应用,而 Nd:YAG 激光器主要应用于高精度、低热输入的处理。准分子激光器由于波长短,与材料的相互作用是一种“冷处理过程”,在极小尺寸的处理方面(如光刻)具有较大的潜力。为了满足制造业做激光材料处理的要求,“工业激光器”已经发展成为独立的工业,其主要应用包括(1)金属板切割(2)汽车焊接(3)对元件做标记及对产品编码,即通常所说的激光打标^[2]。

在激光发现后不久,美国国防高级研究局就开始了激光军事利用的研究,并开发出小功率的激光制导炸弹用于越战,然后激光功率水平才逐渐增加到可用作武器的范围。由于高能激光武器具有其他武器所不可比拟的速度和精确性两大优势,几乎在瞬间就可消灭机载或空间靶目标,这在军事国防上具有及其重要的意义。作战要求高能激光器的平均功率应达到十万瓦级以上,为此目的,美国自 70 年代就一直积极进行高功率激光器的开发研究,并研制成功连续输出的 kW 级 CO₂激光器、输出功率为 MW 级的钕玻璃激光器,氟化氙化学激光器、氟化氢化学激光器、氧碘化学激光器等高功率激光器也相继研制成功。据美国《每日宇航》2002 年 6 月 6 日报道,美空军研究实验室(AFRL)定向能主管与洛克希德·马丁公司在 2002 .5.31 签定合作意向书,研究“空对空激光武器装备于联合攻击战斗机”的可能性,方案之一就是采用氧碘激光器,并已安装在波音 747 上进行验证性实验^[3]。

无论是在工业应用中,还是军事等其它应用中,都对高功率激光器的效率、光束质量、体积、重量等提出了较高要求。随着大功率半导体激光技术的发展,半导体激光泵浦固体激光器(DPSSL)的泵浦工作方式逐步趋向成熟和明确。灯泵固体激光发展中的诸多问题,如效率低,规模难以扩大、亮度随规模扩大而增大有限、介质热变形导致的亮度下降等,都在一定程度上得到很大地克服。高平均功率的半导体激光泵浦的 Nd:YAG 激光器的功率水平已可超过由灯泵的棒状激光器,在电光效率上也由灯泵的 1~3%提高到 5~10%^[4]。随着半导体激光器阵列价格的下降和固体激光器性能的提高,高功率 DPSSL 必将获得更为广泛的应用。根据 Kathy Kincade 的调查和预测,2004 年 DPSSL 全球的销售额均将比 2003 年增加 17%到达 213M\$,而灯泵固体激光器和 CO₂激光器的增长率仅约为 4.6%。

虽然 DPSSL 相对于 CO₂ 和灯泵 Nd:YAG 具有很大的优越性和竞争力,但由于在激光产生时总有一部分能量以无辐射跃迁的方式转换为热,对于 DPSSL 这部分热能量如何从块状激光介质中散发、排除成为获得高光束质量、高功率输出的关键^[5]。将激光介质做成细长的光纤形状,有效增大了表面积,有利于散热问题的解决。

双包层光纤激光器既有高的泵浦吸收和转换效率、又有非常好的散热特性,易于实现高功率、高光束质量的激光输出,无论在效率、体积、散热和光束质量等方面,均比同等功率水平的气体激光器和固体激光器有明显优势^[6],近年来发展迅速,并已经获得应用,随着研究的深入和功率水平的进一步提升,有望逐步替代现有高功率气体和固体激光器,应用于工业和国防军事等领域中。

1.2 光纤激光器简介

按增益介质的不同,光纤激光器可分为掺杂光纤激光器和受激散射光纤激光器两大类。掺杂激光器的增益介质主要是掺稀土光纤,激光产生机制是受激辐射。受激散射光纤激光器的发光机制是非线性效应,主要是受激拉曼散射和受激布里渊散射。目前,受激拉曼散射是实现高功率激光输出的一个有效手段。

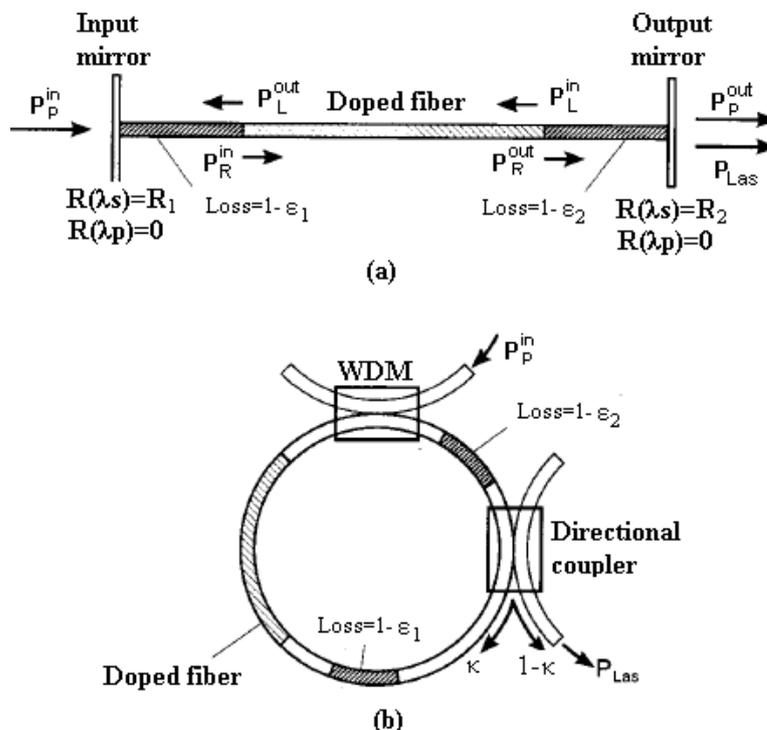


图 1-1 光纤激光器结构示意图
(a)线形腔 (b)环形腔

按激光腔结构的不同,可分为线形腔、环形腔等,如图 1-1 所示。用光纤光栅代替腔镜,线形腔又有分布反馈(DFB, Distributed-Feedback)和分布布拉格反射(DBR, Distributed Braggreflector)之分。线形腔光纤激光器结构简单能实现高功率和单纵模输出,而环形腔光纤激光器结构元件较为复杂,通常是多纵模输出。

按激光输出的时域特性,又可分为连续激光器和脉冲激光器。脉冲光纤激光器通常采用调 Q 和锁模技术实现,锁模技术分主动锁模和被动锁模两种。

稀土离子是目前商用及研究最为广泛的一类光纤激光器的核心,它决定着对光泵浦的吸收和激射光谱,稀土元素在化学元素周期表中称为镧系元素,这一类元素有着相同的外层电子结构 $5s^2 5p^6 6s^2$,从而决定他们有着几乎共同的光学特性,稀土元素通常以三价态形式发生离化。前人们对各种稀土元素掺入光纤芯中的研究都有报道,如铒(Er^{3+})、钕(Nd^{3+})、铥(Tm^{3+})、钬(Ho^{3+})、镱(Yb^{3+})、镨(Dy^{3+})、镱(Pr^{3+})、钐(Sm^{3+})等。图 1-2 给出了常见几种光纤激光器的输出光谱范围。

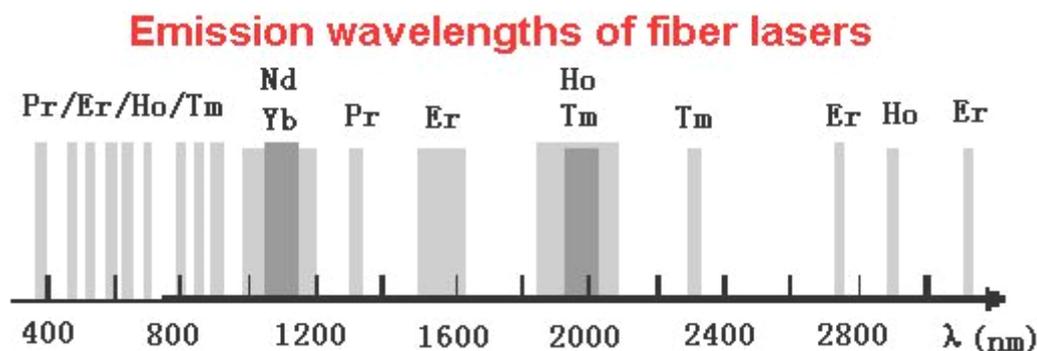


图 1-2 常见掺稀土元素的增益带宽示意图

目前在光纤通信领域,最有吸引力的是 Er 离子,因其发射光谱在 1550nm 波长的效率高,而且对应光纤通讯的最低损耗窗口。在 Er/Yb 共掺离子双包层光纤激光器中, Yb^{3+} 作为 Er^{3+} 的敏化剂吸收泵浦能量传递给 Er^{3+} 离子。 Nd^{3+} 离子掺杂的光纤激光器输出波长为 1060nm,在激光加工,空间光通信领域有着重要的应用。而且其最佳吸收波长在 808nm 附近,这正是大功率半导体激光器的输出波长, Yb^{3+} 离子具有更加简单的能级结构,并且具有相当宽的吸收带(800nm-1000nm)以及相当宽的激发带(970nm-1200nm),最佳吸收位于 915nm 和 975nm 的半导体激光器输出波长,而且没有受激态吸收。 Tm^{3+} 及 Ho^{3+} 离子发射波长在 $1.9 \mu m$ - $2.1 \mu m$,吸收带位于 790nm,主要应用于医疗上,其它如 $3 \mu m$ 发射的 Er^{3+}/Pr^{3+} 共掺和 $3.9 \mu m$ 发射的 Ho^{3+} 离子光纤激光器可以应用在大气通信,光谱检测等领域。表 1-1 中列出了几种重要的稀土离子掺杂光纤激光器的吸收和发射特性。

表 1-1 常见稀土掺杂激光器的特性

掺杂离子	基质材料	泵浦波长	激射波长	应用领域
Er/Pr	氧化物玻璃	915nm	2.7 μm	激光医疗
Er(/Yb)	石英玻璃	915nm	1.565 μm	光通信, 光放大器
Yb	石英玻璃	915nm	1.120 μm	泵浦源, 材料处理, 激光雷达, 测距
		975nm	1.060 μm	
		915nm	1.060 μm	
Nd	石英玻璃	808nm	1.088 μm	
Tm/Ho	氧化物玻璃	815nm	1.060 μm	
		803nm	2.056 μm	激光手术, 军事,
Tm	石英玻璃	790nm	1.98 μm	遥感, 光谱分析

1.3 高功率光纤激光器发展历史

所谓高功率光纤激光器, 是相对于光纤通讯中作为载波的低功率光纤激光器而言, 是定位于机械加工、激光医疗、汽车制造和军事等行业的高强度光源。高功率光纤激光器巧妙地把光纤技术与激光原理有机地融为一体, 铸造了 21 世纪最先进和最犀利的激光器。即使是在激光技术发达的国家, 光纤激光器也是尖端、神秘和充满诱惑的代名词。

光纤激光器的发展几乎与激光器并驾齐驱, 早在 1961 年, 美国光学公司 (American optical corporation) 就开始了光纤激光器的研究工作, Snitzer 和 Koester 等人首先在掺钕 (Nd) 玻璃波导中发现激光辐射^[7], 进而提出了光纤激光器和放大器的概念^[8], 他们用 1 米长的掺 Nd 光纤在 1.06 μm 处获得 5×10^4 增益的输出, 这是世界上第一例光纤激光器的报道, 从时间上看仅比 Maiman 的红宝石激光器落后一年。但由于当时条件的限制, 在这之后的相当长的一段时间内, 光纤激光器没有得到很好的发展。

1966 年, 高锟博士详细地研究了造成光纤中光衰减的主要原因, 明确指出了光纤在通信中实际使用所要解决的主要技术问题^[9]。这个难题由美国康宁公司于 1970 年解决 (Corning Glass Corporation), 他们开发出衰减小于 20dB/km 的光纤^[10], 这一技术上的突破, 不仅为光通信和光电子技术产业的发展奠定了基础, 而且为光纤激光器中特种光纤的开发提供了先进的技术手段。上世纪八十年代中期, Poole 等人在 MCVD 基础上, 率先开发出汽相掺杂^[11]和液相掺杂^[12]技术, 使得稀土元素掺杂光纤的制作工艺日益完善。

在光纤激光器发展的初期, 人们就考虑了用半导体光源进行泵浦的可能性, 在 1963 年, 即 GaAs 半导体激光器问世后的次年, 就有人提出用半导体激光器

的相干辐射针对 Nd^{3+} 的吸收带泵浦来得到高效率、结构紧凑的全固态激光器。但由于早期的半导体激光器只能在液氮下输出很小的功率，这得一想法无法实现，随着 1970 年半导体激光器实现了室温下的连续工作，1972 年得里梅 (Danielneyer) 首先实验了室温用半导体激光器泵浦 Nd:YAG，80 年代初，半导体激光器泵浦固体激光器逐步发展起来，并促进了大功率半导体激光器（包括半导体激光器列阵）的发展^[13]。由于光纤的纤芯很细（对于常规的单模光纤，一般小于 $10\ \mu\text{m}$ ），一般的泵浦源（例如气体放电灯）很难有效地聚焦到芯部。

由于光通信的迅猛发展，光纤制造工艺与半导体激光器的生产技术日趋成熟，光纤激光器才进入了一个蓬勃发展的阶段。20 世纪 80 年代英国 Southampton 大学的 S. B. Poole 等用 MCVD 法制成低损耗的掺铒光纤，由于掺铒光纤激光器激光波长恰好位于光通讯的低损耗窗口，随着掺铒光纤放大器 (EDFA) 在光通讯领域中地位不断提高，才使光纤激光器成为研究热点。1987 年英国南安普顿大学 (Univ. Southampton) 及美国贝尔实验室 (Bell. Lab) 实验证明了掺铒光纤放大器 (EDFA) 的可行性^{[14], [15]}。它采用 980nm 的半导体激光光泵掺铒单模光纤对光信号实现放大，现在这种 EDFA 已经成为光纤通信系统中不可缺少的重要器件。

但是，早期的光纤激光器是将泵浦光直接耦合进直径小于 $10\ \mu\text{m}$ 的单模光纤芯，耦合效率低，导致光纤激光器的输出功率较低，一般输出毫瓦量级^[16]。然而，对于大多数应用领域，我们更需要瓦级的光功率输出。但受到光纤制作技术以及泵浦光源以及光学技术的限制使光纤激光器发展过程比较缓慢，直到 1988 年美国麻省宝丽来公司最早提出了双包层光纤激光器的构想，双包层光纤的发明为提高光纤激光器的输出功率提供了解决方法。宝丽来公司 Snitzer 等人发明了具有内包层结构的掺 Nd^{3+} 双包层光纤激光器，使得掺杂光纤的吸收效率有了显著的提高^[17]。初期的设计是圆形的内包层，但由于圆形内包层完美的对称性，使得泵浦吸收效率不高，直到九十年代初矩形内包层的出现，使激光转换效率提高到 50%，输出功率达到 5 瓦^[18]。双包层光纤的发明为更高功率单模光纤激光器的实现提供了坚实的基础。

在 97 年 CLEO 会议上，宝丽来公司的研究者报道了输出功率为 16W-35W、波长为 1065nm-1472nm 的包层泵浦铒镜共掺光纤激光器。1999 年 V. Dominic 等人用四个 45 瓦的半导体激光器从两端泵浦，获得了 110 瓦的单模连续激光输出^[19]。

高功率光纤激光器将半导体激光器泵浦技术和双包层光纤掺杂制造技术有机结合，吸收两者优势，将高功率、低亮度、廉价的多模 LD 光通过泵浦双包层光纤结构，实现高亮度、衍射受限的单模激光输出，大大提高了耦合及转换效率，增加了输出激光功率。它以散热性能好、转换效率高、激光阈值低、可调谐范围宽、光束质量好、免维护等显著优势，受到各国科技工作者的重视。

最近几年内，随着高功率半导体激光器（包括其整形技术）和双包层光纤制作工艺的发展，单根双包层光纤激光器的输出功率不断被刷新，如图 1-1 所

示。2003 年英国 Southampton photonics 宣布已实现单根掺 Yb 双包层光纤 270W 的单模激光输出,以后不久实现单根掺 Yb 双包层光纤 610W 的激光输出^[20],2004 年又获得了 1.36kW 的输出功率^[21]。目前美国 IPG 公司全光纤激光器单模连续输出功率已经达到 2000W^[22]。

在国内,高功率光纤激光器的研究起步较晚。2002 年上海光机所楼祺洪等人首先获得了掺 Yb 双包层光纤激光器 4.9W 连续功率输出。2003 年他们又宣布获得连续波 113 W 的光纤激光输出。2005 年,该课题组采用双端泵浦的方法,获得了单根双包层光纤输出 534W 的连续波激光功率,不久将实现千瓦级的光纤激光输出。

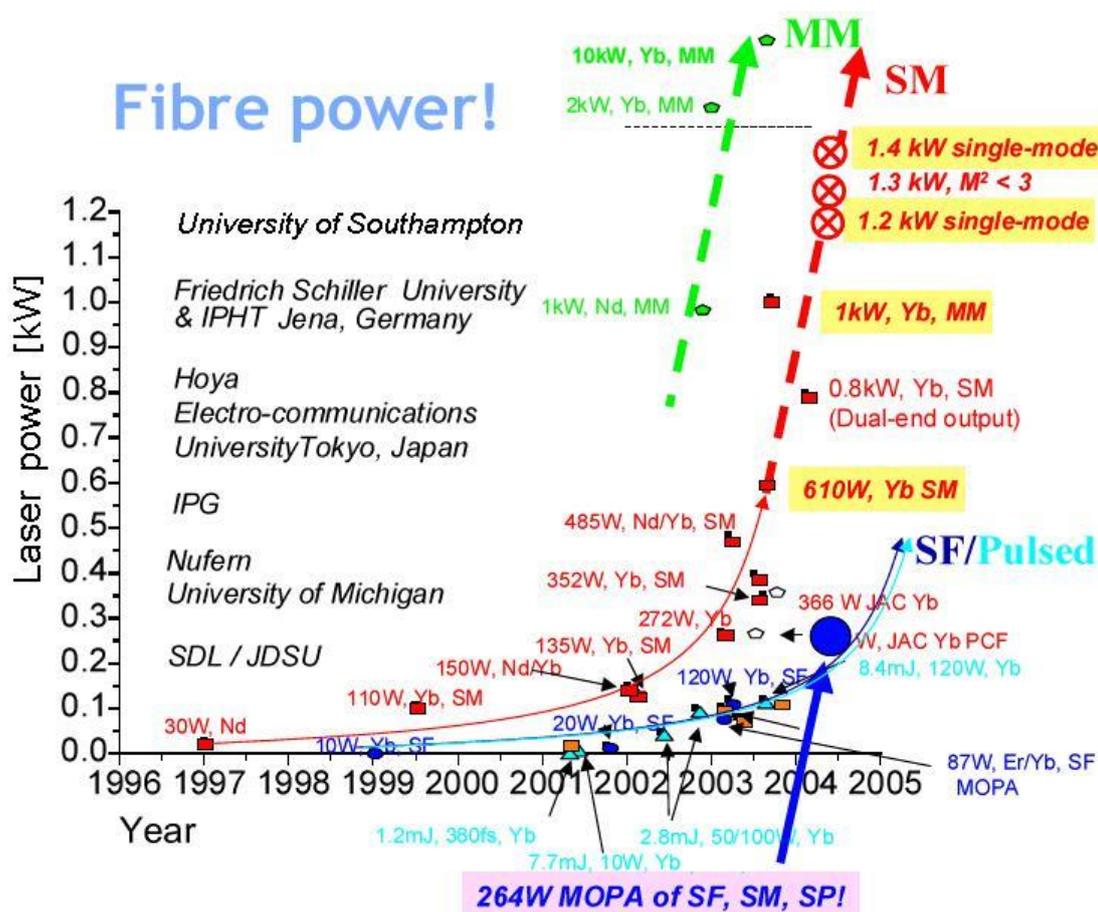


图 1-3 光纤激光的输出功率逐年提高

1.4 高功率光纤激光器研究现状

1.4.1 新型高功率光纤激光器

近年来人们在高功率光纤激光器的结构方面又做一些新的探索。主要包括以下几个方面：

1. 任意形状光纤激光器

为了大幅度提高光纤激光器的输出功率，近来有人提出光纤集中泵浦的所谓任意形状光纤激光器^[23]。在该结构中将光纤排列成圆盘状或桶形等任意形状的激光介质，如图 1-4 所示，边缘射入泵浦光进行集中泵浦，这样大大增加了泵浦光的入射面积，提高了泵浦光的利用率。

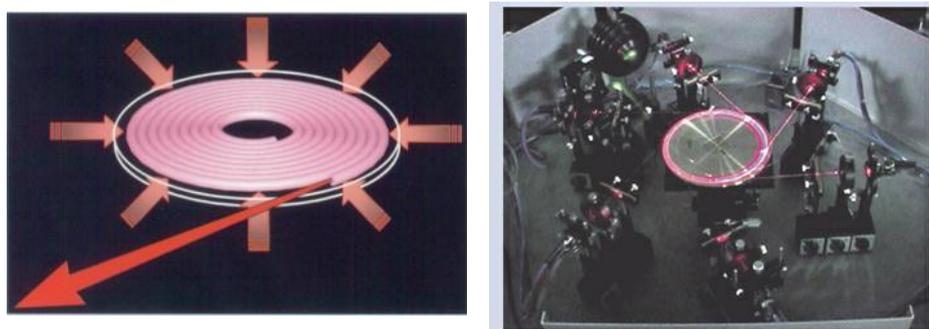


图 1-4 圆盘光纤激光器

盘状光纤激光器是把这种掺杂预制棒熔融拉丝直接卷绕成盘状结构，裸光纤须密绕成盘状，上下用镀有对泵浦光高反的光学平板状介质夹注，其间空隙部分用透明树脂填充，多模激光二极管不需经过整形、准直及光纤耦合，直接从盘状光纤的四周进行泵浦。采用这种方法可大幅度地提高泵浦光的耦合效率，获得很高的输出功率。日本电子通信大学光科学研究所的盘状光纤激光器已获得 1000 瓦的功率输出^[24]。

光纤集中泵浦的波导可做成多种形状，即所谓任意形状光纤激光器。与盘状光纤激光器相似，可做成板状、条状、柱面状、管状等形状，这些形状的泵浦光波导使大功率半导体激光二极管阵列直接用于泵浦，极大地提高了耦合效率，有利于大幅度提升光纤激光器的输出功率。

2. 光子晶体光纤激光器

光子晶体光纤 (Photonic Crystal Fiber, PCF) 是近年来兴起的、十分引

人入胜的一种具有微结构的新型硅玻璃光纤。1987 年 E.Yablonovitch^[25] 和 S. John^[26] 两组科学家最早提出了光子晶体的概念，1992 年 Russell^[27] 等人又提出了光子晶体光纤概念，1996 年英国 Bath 大学的 Knight^[28] 等人首次制造了具有光子晶体包层的光纤。PCF 又称微结构光纤(Microstructured Optical Fiber, MOF) 或多孔光纤 (Holey Fiber, HF)，其结构特点是光纤横截面具有周期性微孔结构，如图 1-5 所示。

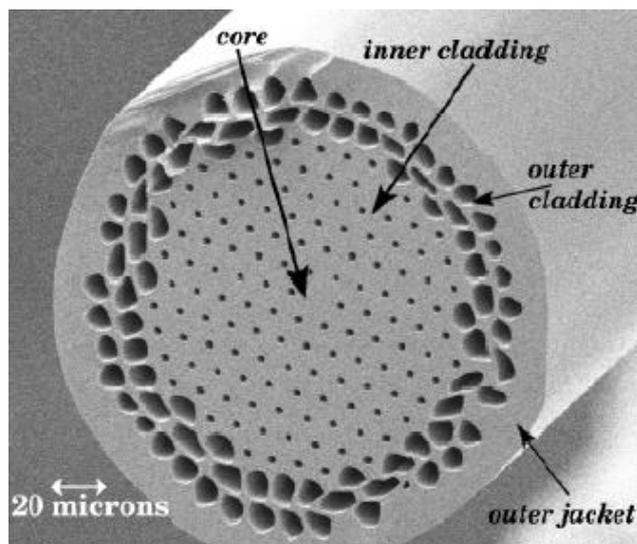


图 1-5 PCF 内部结构

就结构而言，PCF 可以分为实心光纤和空心光纤。实心光纤是将石英玻璃毛细管以周期性规律排列在石英玻璃棒周围的光纤。空心光纤是将石英玻璃毛细管以周期性规律排列在石英玻璃管周围的光纤。就导光机理而言，PCF 可分为等效折射率光纤和光子禁带光纤两类。图 1-6 给出了多种光子晶体光纤的结构图。

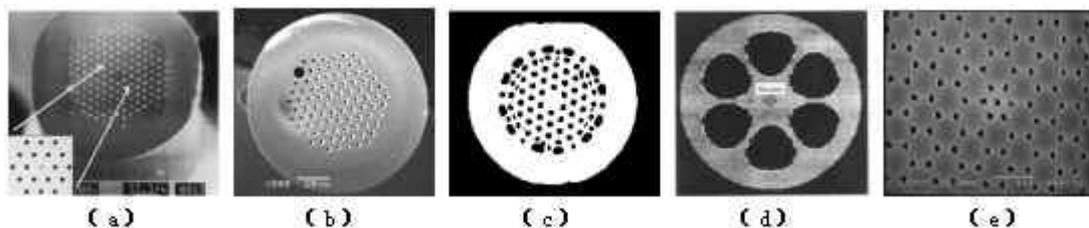


图 1-6 PCF 的电子扫描显微镜图。

(a)~(d)为不同空气孔填充率及排列分布的空气硅包层微结构光纤；(e)光子禁带光纤。

实心光纤的工作原理可用折射率导光机理来解释：周期性缺陷的纤芯折射率（石英玻璃）和周期性包层折射率（空气）之间有一定的差别，从而使光能

够在纤芯中传播，这种结构的 PCF 导光机理依然是全内反射。空心光纤的工作原理可用光子能隙导光机理来解释：通过理论求解电磁波在光子晶体中的本征方程可知，当小孔间的距离和小孔直径满足一定条件时，包层对一定波长的光形成光子能隙，光波只能在空气芯形成的缺陷中存在和传播。

由于 PCF 包层微孔的大小与波长数量级相同，故可通过优化设计微孔大小、填充率以及排列等方式获得一系列“奇异”的光学性质。与常规光纤相比，PCF 具有如下独特的光学特性：在很大带宽内保持单模，被称为“无截止单模” (Endlessly Single Mode)^[29]、高非线性^[30]、大模场面积^[31]、可控色散特性^[32]等。基于此，PCF 不仅有可能成为比常规光纤更优异的光传输介质，而且还可以用来制作各种前所未有的、功能新奇的光子器件。因此，具有周期结构的 PCF 已迅速成为光电子领域的前沿热点^{[33], [34]}。

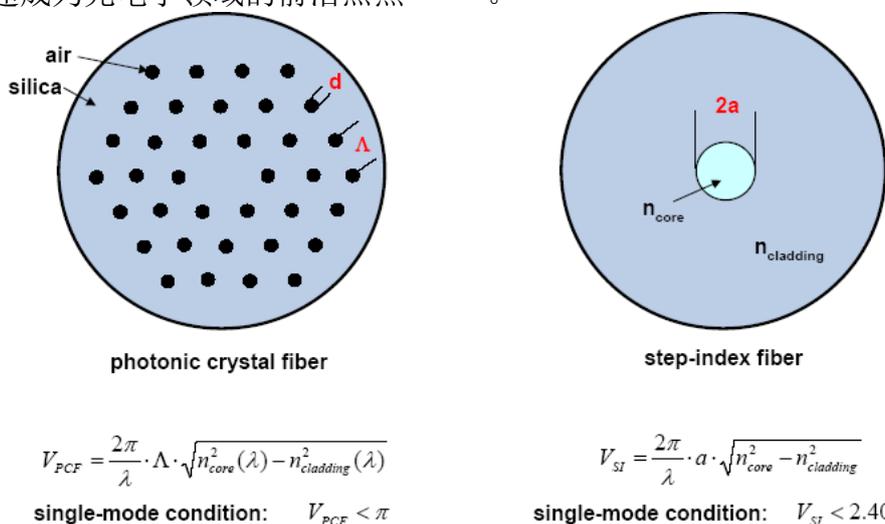


图 1-7 光子晶体和传统光纤的单模条件

由于光子晶体光纤是一种沿长度方向上规则排列的微空气孔的光纤，光束的传输是由空气孔的几何形状而不是材料决定的，因此可以设计纯硅光子晶体光纤在所有的波长得到单模式而有任意大直径纤芯来维持单模式输出^[35]，也可通过改变空气孔的结构来得到比传统光纤 NA 更大的内包层结构^[36]，如图 1-7。目前光子晶体光纤激光器输出功率已经达到 kW 级^[37]。

3. 多芯光纤激光器

基于半导体激光器锁相阵列人们开展了相干输出激光的研究，人们将这种概念扩展到光纤激光器所使用的双包层光纤结构中来，提出了各种多纤芯对称结构的双包层光纤。这种光纤激光器不但可以实现相干光输出，具有更好的输出光束特性，提高光纤激光的输出亮度。又不具有半导体激光器阵列所存在的温度分布不均匀及相互间电隔离保护的问题。P. Glas 等人^[38]提出了一种多芯环

形阵列双包层光纤，光纤内包层为圆形，外部有一低折射率的外包层实现泵浦光的传播，在内包层与外包层的边缘处环形排列着多根掺杂相同稀土离子，结构尺寸一致的多根掺杂稀土离子的纤芯，这种分布的多芯结构可以充分吸收由于圆形内包层结构产生的螺旋光(在光纤的内包层与外包层的近边界处螺旋形传播的光)，如图 1-8 所示，这种光纤有更高的吸收效率而不需要更长的光纤，通过相位的进一步控制可以实现锁相相干加强的高亮度激光输出^[39]。如图 1-9 所示，同位相的本征模在远场可以得到相干加强的接近衍射极限的输出光束。P. K. Cheo 等人^[40]于 2001 年提出了对称排布 6 根纤芯的双包层光纤，相邻的距离完全相等，这种结构也可以得到高亮度的相干光输出。Cooper 等人于 2005 年用等间距的 10 根纤芯构成条形阵列双包层光纤激光器^[41]，如图 1-10 所示，获得了 320W 的功率输出。

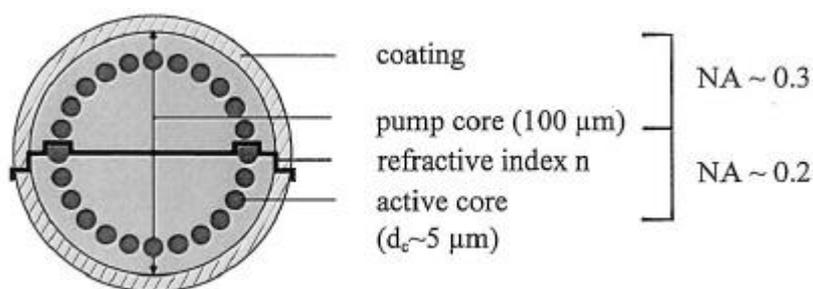


图 1-8 环形阵列多芯双包层光纤截面示意图

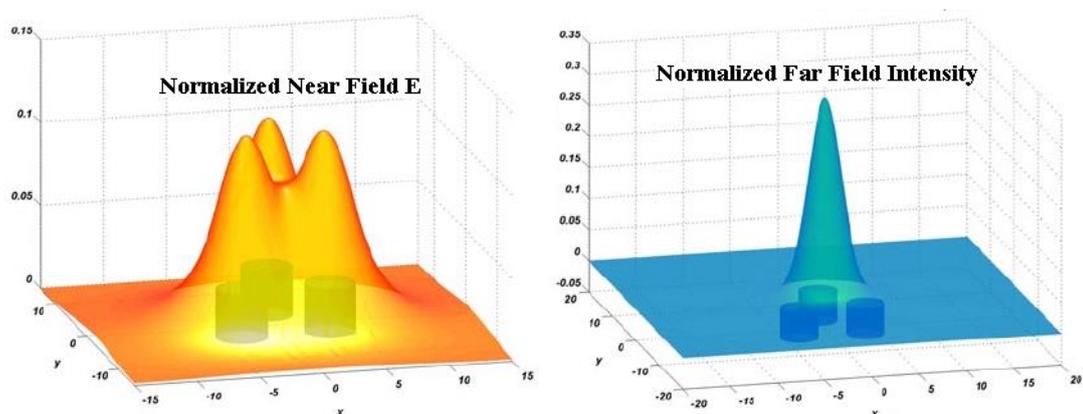


图 1-9 三芯对称分布光纤中同位相本征模的近场场强(左)和远场光强(右)

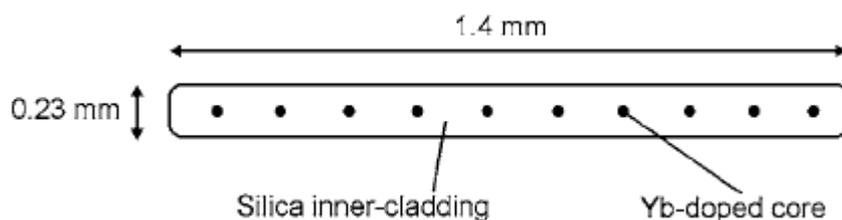


图 1-10 条形阵列多芯双包层光纤截面示意图

4. 大模场面积光纤激光器

虽然利用单模纤芯的双包层光纤可以实现具有衍射极限光束质量的输出，不过，纤细的纤芯会限制泵浦功率的输入，从而无法获得的更高的输出功率。另外，由于能量储存能力低以及光纤固有的非线性效应，在脉冲激光器中，还会限制到平均功率、峰值功率以及脉冲能量的大小。能量储存的能力取决于最大的可获得的粒子数反转以及激活粒子数目这两个因素，而粒子数反转又取决于受激的自发辐射发生的概率。高掺杂、大模场面积光纤能够突破这些限制，因而，近年来为了进一步提升单根光纤的输出功率，以及避免高功率运作时的非线性效应和激光损伤对光纤激光器的影响，各国研究人员都采用了大模场面积 (large mode area, LMA) 光纤技术。

一般地讲，微结构光纤(MF)更易于实现大模式面积光纤，这对于要求传输和产生高功率光束的实用应用场合有着重要的意义。利用微结构光纤制作大模式面积(Large mode area)光纤的优越性在于，一方面，大模式面积光纤不但可以提供大的模式面积，也会提供其它独特和有价值的特性，如几乎所有波长的单模式输出特性及其由此产生的宽光谱范围)，另一方面，大模式面积光纤(LMA)光纤也有着比传统大模式面积光纤更加优秀的弯曲损耗特性，另外大模式面积空芯包层光纤技术发展了另外一种更加精确可靠方法，实现对光纤中纤芯和包层区域折射率差的精确控制。

5. 基于光纤组束的光纤激光器

由于非线性效应和热效应等的限制，单根光纤激光器的输出功率毕竟有限，将多个高功率光纤激光器的输出进行组合并束，则可以获得更高功率的激光输出。从组合并束的原理上来看，组束可分为常规组束和相干组束二种。光纤激光的常规组束就是将各个光纤激光的输出通过一些光学元件组合为一束，由于各个光纤激光之间没有相位上的关系，是非相干的，这种组束技术可以使总的激光功率提高，但光束质量相对于单根光纤激光来说却变差很多。通过将多台百瓦级的光纤激光组合，IPG 公司已经得到 2kW, 4kW, 6kW 以至 20kW 的光纤激光器。对于 1kW 的光纤激光器，光束质量因子 $M^2 < 7 \sim 10$ ，如图 1-11。

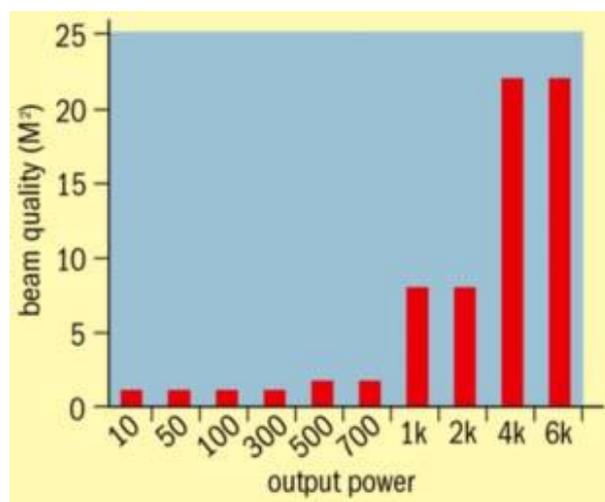


图 1-11 输出功率提高，光束质量下降

为了在提高总的激光功率的同时，保持光纤激光良好的光束质量，已发展提出了高功率光纤激光的相干组束技术。高功率光纤激光的相干合成并束已经为国际上研究的热点，美国、德国等国家正在鼓励和支持这类研究的开展，但到目前为止，多束光纤激光高效相干合成技术还未取得实质性的突破。光纤激光的相干组束在原理上大体可分为两种，一种是振荡式组束，就是将多个掺杂光纤的输出按一定的方式排列，通过共用一个谐振腔，借助于各个光纤激光的反射衍射效应，获得相干的高功率激光输出^[42]；另一种是基于种子光放大(MOPA)式组束，就是采用多个双包层高功率光纤放大器共用一个种子光源，通过精密调相技术实现多个放大激光的相干耦合输出^[43]，其原理如图 1-12 所示。2003 年，在美国国防部和美国空军的支持下，新墨西哥大学空军实验室和 MIT 林肯实验室进行了两束光纤激光的验证性实验，实现了两个 10W 级光纤激光器的相干组束。Northrop Grumman 航空技术研究所建立起了一个 7 个光纤激光组成的相干合成并束实验装置，并且实现了在小功率下 4 个光纤激光的精确调相和相干耦合输出^[44]，进一步提高单光纤激光的功率以及全部 7 个光纤激光的相干组束工作正在进行中，目前还未见有结果报道。

此外，利用衍射光栅，也可以实现波长稍有不同光纤激光器的组合并束^[45]，目前已经有两个百瓦级光纤激光器通过体全息布拉格光栅实现合束的结果报道^[46]。随着光纤拉制工艺的发展，采用多芯双包层光纤实现高功率相干激光输出，也将是一个非常有意义的课题。

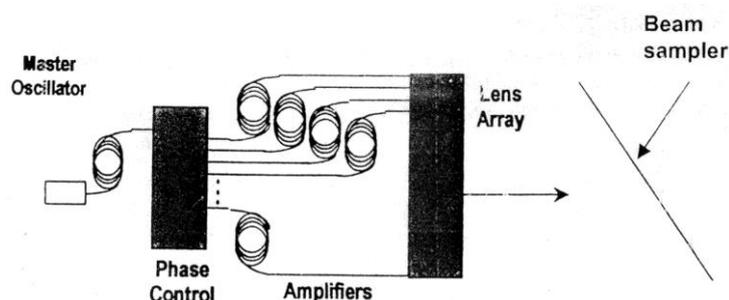


图 1-12 MOPA 式光纤激光相干组束原理图

1.4.2 光纤激光器发展方向

科学技术的不断发展，对光纤激光器提出了更多的应用要求，光纤激光器发展呈现出多样化的趋势，主要集中在以下几个方面：

- ✓ 高功率连续波光纤激光器
- ✓ 高功率脉冲光纤激光器和放大器
- ✓ 多波长光纤激光器
- ✓ 窄线宽光纤激光器
- ✓ 特殊波长光纤激光器

其中高功率光纤激光器因其在工业、军事、科研等诸多领域具有广泛的用途，倍受人们关注。

1.5 高功率光纤激光器未来展望

1.5.1 高功率光纤激光器应用领域

众所周知，目前的通讯领域正不断向全光网络发展，应用最多而且对光纤激光器推动最大的就是全光通讯网络。光纤激光器提供的 $1.30\ \mu\text{m}$ 和 $1.55\ \mu\text{m}$ 波段的激光，它们处于光通讯的两个低损耗窗口上，并且 $1.55\ \mu\text{m}$ 的光纤激光器可以用半导体激光器作为泵浦源，既经济又实惠。同时，另一个研究热点是高功率掺 Yb 光纤激光器经频移后输出 $1.24\ \mu\text{m}$ 和 $1.48\ \mu\text{m}$ 激光作为 PDFA 和 EDFA 的有效泵源，使更长距离、低损耗传输光信号成为可能。同时，光纤拉曼放大器作为目前可实现工作在光纤低损耗窗口 $1.2\text{--}1.6\ \mu\text{m}$ 波段最理想的光放大器，备受关注，但它走向实用的关键是需要高功率、波长适合的抽运光源。高

功率光纤激光器另一个发展方向是将其应用到光孤子通讯和空间通讯领域，实现远距离、无差错通信。

双包层光纤激光器泵浦的级联拉曼光纤激光器是目前可实用的和最重要的光纤拉曼放大器的泵浦源，它具有功率利用率高、输出功率高，结构简单易于实现及增益高等优点^[47]。

所谓级联拉曼光纤激光器就是利用已有的但波长较短的泵浦源通过带有类似谐振腔结构的长光纤，从而通过产生具有合适波长的高阶斯托克斯波作为激光输出。以前常用的级联拉曼光纤激光器的泵浦源为 Nd:YA 和 Nd:YLF 固体激光器，其输出波长分别为 1064nm 和 1313nm，但将它们的高输出功率有效耦合进光纤中比较困难，且噪声较大大，故而虽然可以产生高功率合适波长的输出，但在实际的光纤通信系统中并不实用。目前发展较快、应用较多的是利用我们上面所述的双包层光纤激光器泵浦的拉曼光纤激光器。

级联拉曼光纤激光器的核心任务是获得波长合适的激光输出，为了这一目的，掺镜双包层光纤的输出波长常设计为 $1.06\ \mu\text{m}$ 或 $1.10\ \mu\text{m}$ 。对于掺锗的石英光纤，若输入波长为 $1.06\ \mu\text{m}$ ，各阶斯托克斯波长分别为 $1.12\ \mu\text{m}$ ， $1.18\ \mu\text{m}$ ， $1.24\ \mu\text{m}$ ， $1.30\ \mu\text{m}$ ， $1.40\ \mu\text{m}$ ， $1.48\ \mu\text{m}$ ，其中应用较多的是 $1.24\ \mu\text{m}$ 和 $1.48\ \mu\text{m}$ ，分别可以作为 $1.3\ \mu\text{m}$ 和 $1.55\ \mu\text{m}$ 通信窗口光纤拉曼放大器的泵浦源。若输入波长为 $1.10\ \mu\text{m}$ ，各阶各阶斯托克斯波长分别为 $1.16\ \mu\text{m}$ ， $1.22\ \mu\text{m}$ ， $1.29\ \mu\text{m}$ ， $1.37\ \mu\text{m}$ ， $1.45\ \mu\text{m}$ ，其中 $1.45\ \mu\text{m}$ 是应用较多的波长。掺磷硅基光纤的非线性拉曼散射频移可达 1300cm^{-1} ，当用 $1.06\ \mu\text{m}$ 波长的大功率激光泵浦时，其一阶斯托克斯频移线就能直接到达 $1.24\ \mu\text{m}$ ，而二阶 Stokes 频移线波长是 $1.48\ \mu\text{m}$ ，一阶、二阶分别可直接用做 $1.3\ \mu\text{m}$ 窗口的拉曼光纤放大器和 $1.55\ \mu\text{m}$ 窗口掺铒光纤放大器的泵浦源。

表 1-3 拉曼光纤激光器和稀土掺杂光纤激光器的比较

特性	RE-doped fibres	Raman fibres
增益	dB/mW	dB/W
转换效率	Good	Good
工作波长	决定于掺杂离子 $1\ \mu\text{m}$ (Nd, Yb), $1.5\ \mu\text{m}$ (Er), $2\ \mu\text{m}$ (Tm)	透明波段内的任意波长(决定于泵浦波长和光纤)
光纤长度	0.1 - 100 m	0.1 - 1 km
光纤种类	稀土掺杂光纤	任何光纤
泵浦类型	可多模激光泵浦	单模激光泵浦

日本电讯大学用 8.4W 波长为 1064nm 的双包层光纤激光器泵浦掺磷石英光

纤，实现了双波长级联光纤激光器^[48]，该激光器可以同时输出 1239nm 和 1484nm 这两个关键波长的单模激光，输出功率分别高达 1.05W 和 0.95W，图 1-13，从而一台这样的光纤激光器就可以同时泵浦 1.3 μm 通信窗口的拉曼放大器和 1.55 μm 通信窗口的 EDFA 或拉曼放大器。2002 年 F.Lepingard 报道了掺 Yb 光纤激光器泵浦的六波长（1415nm、1427nm、1440nm、1455nm、1467nm 和 1480nm）拉曼光纤激光器，可以实现 C 波段和 L 波段，1515nm 到 1595nm 的拉曼放大^[49]。

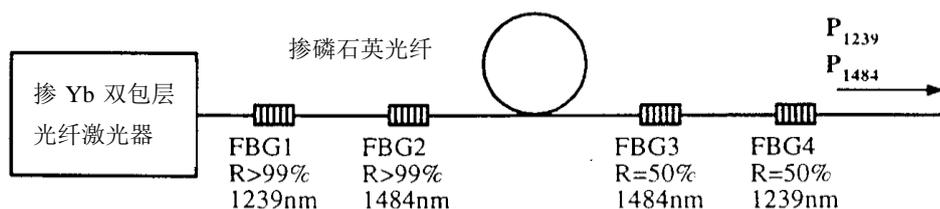


Fig. 1. Experimental setups of the Raman fiber lasers.

图 1-13 掺 Yb 光纤激光器泵浦的级联拉曼光纤激光器

此外，由于传统的 EDFA 采用的增益光纤是普通的单包层掺铒光纤，存在能量转换效率低、输出信号功率不稳等缺陷。而在未来的光纤通信系统中，随着传输容量和信道的增加，要求能实现瓦级的功率放大，而普通单包层 EDFA 不能满足这种要求。若采用 Er/Yb 共掺的双包层光纤作为增益介质，通过包层泵浦技术，将会实现上述的目的。纤芯中加入镱离子，不但有效地抑制了高浓度铒离子之间的能量上转换过程，提高能量转换效率，而且使铒镱共掺光纤的吸收谱变宽（800~1100nm），降低了对泵浦半导体激光器的要求。目前美国 Scientific Atlanta 公司成功地研制出了包层泵浦的 EYDFA，饱和输出功率超过 +25dBm，噪声因数在 6.0dB 以下^[50]。

在工业领域，现代激光制造已成为通用的加工手段，随着其应用领域的不断扩展，对激光制造系统也提出了小型化、高效率 and 集成化等要求，新型高功率光纤激光器的发展，必将对此起到推动作用。目前工业激光器的主要应用包括（1）薄金属板切割（2）汽车焊接（3）对元件作标记及对产品编码，即通常所说的激光打标。

图 1-14 按照工作区的功率以及光束质量或光束参数产品的不同，材料加工应用被划分出不同的区域。在 1060nm 到 1080nm 范围内，这张图表假定激光光束聚焦于 f/4 处。图中的点显示了激光器的出处，上方是所有的应用领域，左轴是相应 BPP（即发散角与束腰乘积）以及功率值。

光束质量是高功率激光应用中必须考虑的一个主要技术参数，图中给出了激光材料处理中激光功率与激光参量之间的关系，其中斜线是现有半导体激光阵列（LDA）所能达到的水平，对于斜线以上的应用，如印刷技术、金属焊接、聚合物焊接、非金属切割、铜焊、划片和表面硬化等应用采用大功率半导体激光器已能解决；但对于斜线下的应用，如精密打孔、打标、金属切割和深度焊

接等，半导体激光器则不能满足要求。大功率光纤激光器的出现，正好解决这个问题，光纤激光器良好的光束质量可以满足上图中斜线以下的应用。况且由于以光纤为激光介质，光纤输出，同其它激光器相比结构紧凑，小巧、稳定性非常好，可以直接地装于微加工机械、材料处理和激光打标系统中，非常适合于工业应用。

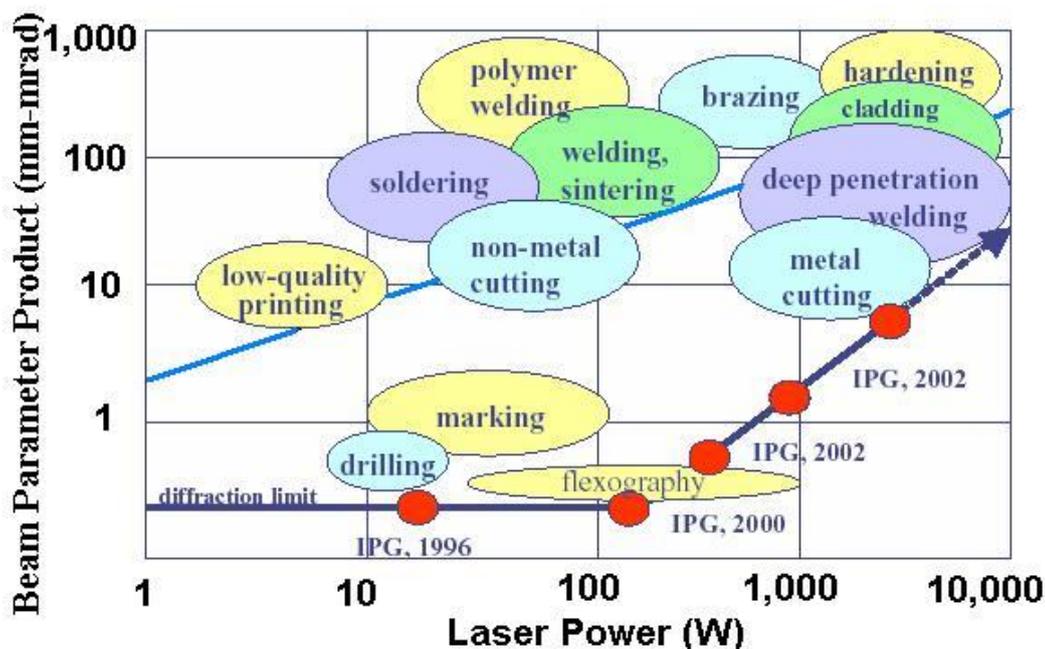


图 1-14 不同参数光纤激光器在材料处理中对应的区域

1.5.2 高功率光纤激光器未来展望

双包层光纤激光器因其具有效率高、体积小、散热性能好、输出光束质量好和易于实现高功率等特点，与其他固体激光器及气体激光器相比，具有比较明显的优势，已引起人们的极大兴趣。高功率光纤激光器在各个领域中的应用已呈现出一片光明的前景。

1. 工业加工应用方面

光纤激光器在工业加工方面具有巨大的潜在市场。例如在图形绘制工业中，高功率光纤激光器可用于热内鼓直向平板图象系统，其要求高功率和受限衍射束质量。在微机械方面，这种技术可以用在焊口切槽、打弯、准直、解压、焊接及热处理等方面。尤其是应用在磁、光学储存，半导体及电子工业中。光纤激光器也被快速的应用于打标，特别是半导体工业中的塑料打标及陶瓷封装领域。高功率光纤激光器在光刻艺术领域内也拥有极好的性能和可靠性，减少了

现有制造工艺中磨损部件和消耗品，需要的操作人员相对较少，这样节省了原材料和劳动力。大功率光纤激光器应用于焊接在造船、汽车制造业这两个领域受到了相当的重视。在欧美日等发达国家，大约有 50%—70% 的汽车零部件都用到了激光加工技术，并以激光焊接和激光切割为主。使用激光焊接车身或船体，可使它们的重量大大降低。

在激光打标及激光雕刻行业，光纤激光器具有其他激光器而没有的独特优势，主要表现在这几个方面：

(a) 激光波长较短，仅为 $1.1\mu\text{m}$ 左右，聚焦后光斑尺寸可达到 $10\mu\text{m}$ 量级，峰值功率密度可达 $10^9\text{W}/\text{cm}^2$ ，打孔圆度好、平整光滑。

(b) 光束质量好，接近于衍射极限，基横模输出， M^2 因子接近于 1，光束发散角为 0.24mrad 。

(c) 脉冲重复频率高，输出功率稳定，单脉冲能量波动小于 1%，从而可实现高速激光标刻，还可精确控制光斑的大小，深度和形状。

(d) 效率高，电光转换效率高，最高可达 70%，节约能源。

(e) 环境适应能力强，可靠性高，可在高震动、高湿度条件下长时间工作。

由于这些优点，目前光纤激光器正在迅速占领激光打标和雕刻市场，大有取代其他激光器的趋势。

2. 医学应用方面

光纤激光器在医学上也有其独特的用途。功率为 1—2W 的光纤激光器在共聚焦显微镜上可用以成像，数瓦级的窄带掺镜光纤激光可通过自旋偏振氦气，对像肺这样的低密度生物组织进行医学成像。高功率 $2\mu\text{m}$ 波长的光纤激光器还可以用于显微外科手术。利用倍频晶体和通过喇曼频移及参量波长变换技术，可由双包层光纤激光器得到紫外到中红外一些波长的激光，满足不同医学应用领域的要求。早期用于临床的激光器大多是氩离子激光器、 CO_2 激光器和 YAG 激光器，但它们通常具有相当大的体积，光束质量不高，且需要庞大的水冷系统和安装后的伺服，而这些又恰是光纤激光器所能弥补的。高功率光纤激光器的引进，使组织脱落和光致凝结手术的时间大大缩短。目前，光纤激光器用作止血和手术刀已出现在许多内外科手术中，并逐渐被广大医学工作者所认同。在心血管手术中，利用光纤的柔韧性和光纤激光器光束质量好，可以使光纤进入人体内排除肿瘤和各种淤积物。利用倍频晶体和喇曼频移等波长变换技术，可以由光纤激光器得到从紫外到中红外波段的大功率激光，满足不同医学应用领域的要求。在眼科手术中，掺 Tm 离子 CW 高功率光纤激光器能使角膜成形手术成功率更高，同时还可以治疗远视、近视等眼科疾病。另外，在整形美容手术中，高功率光纤激光器也发挥了相当大的作用，高功率 $2\mu\text{m}$ 波长的激光在治疗皮肤癌和去纹身方面已取得了良好效果。功率超过几瓦的掺铥光纤激光器则在显微外科手术中扮演了十分重要的角色，它能为外科手术提供较大的高能辐射。

3. 军事应用方面

高功率、高质量激光武器一直是军事领域防御和进攻武器所研究的重点，高功率光纤激光器以其高亮度、小照射面积、体积小等优点及性能越来越受到重视，并有取代目前看好的化学武器和生物武器的趋势。目前，美国、日本等国的科学家都在致力于千瓦级的激光武器的研制工作。光纤激光器因其优点，已成为较为重要的候选者，美国、英国已投入巨资展开这方面的研究，主要包括以下几个方面：

(a) 机载和星载激光武器。美国空军研究实验室与洛克西德·马丁公司正在联合研究“空对空激光武器装备于联合攻击战斗机”的项目，通过捆扎的方式研究制造重量为几百磅的高性能激光武器，以击落飞机、弹道导弹、巡航导弹。这种激光武器还可以装备在卫星上，以摧毁敌方卫星。为了进一步提高光纤激光武器的作战性能，光纤激光的相干组束被认为是最佳的组束方法。美国计划在2007年获得100kW的相干激光输出，可望取代现役的氧碘化学激光器，作为机载激光武器和地基激光武器，可摧毁地平线以上范围空中的一切目标。

(b) 光纤激光器可作为军用激光信标光源。在激光目标指示、激光测距、激光制导、光电对抗、激光有源干扰、激光雷达等方面有着重要的用途。

(c) 在海军装备中，光纤激光器可用作对潜通讯、探测鱼雷、测量海深、水下传感及海基光控武器。

另外，在定位、测距、遥感、跟踪制导和模拟打靶等工作中光纤激光器作为一种有效的工具也备受青睐。在激光测距系统中，光纤拉曼激光器频移波长 $1.54\ \mu\text{m}$ 的激光，在测距仪发射后进入人眼视网膜以前被人眼的液体部位吸收和耗散掉了，实现了对人眼安全。这类激光测距仪在军用上为步兵和炮兵前沿侦察、对空防御和坦克火控提供人眼安全及较高效的激光测距仪器。

可见，新型高功率光纤激光器越来越引起激光技术研究人员和激光技术应用者的注意。它初露锋芒地展现出美好地应用前景，毫无疑问，它潜在着非常广阔的市场。在不久的将来，光纤激光器将在各个领域发挥重要作用，显示出其特有的优势和魅力。

1.6 本论文的主要研究内容

掺镱双包层光纤激光器是国际上新近发展的一种新型高功率激光器件，由于其具有光束质量好、效率高、易于散热和易于实现高功率等特点，近年来发展迅速，已成为高精度激光加工、激光雷达系统、光通信及目标指示等领域中相干光源的重要候选者，在军事上也有着广泛的应用潜力。

本论文主要是对连续波掺镱双包层光纤激光器进行理论和实验上的研究。主要内容包括

高功率双包层光纤激光器的基本问题分析，研究纤芯、内包层、光纤长度

和泵浦光亮度等对掺 Yb 双包层光纤激光器输出特性的影响,为高功率双包层光纤激光器的实现打下基础。

双包层光纤激光器的实验研究,采用端面泵浦方法,掌握将泵浦光高效耦合进光纤内包层的关键技术,研制出双包层光纤激光器的实用化样机。研究泵浦光波长特性对掺 Yb 光纤激光器输出特性的影响,研究不同长度双包层光纤的斜率效率、泵浦阈值和波长特性。

百瓦级双包层光纤激光器的实现,采用高功率半导体激光器作为泵浦源,通过空间滤波和非球面透镜耦合技术,在双端泵浦的情况下,实现双包层光纤激光器的百瓦级功率输出。

大模场面积光纤的理论及模式控制研究,研究增加纤芯面积或内包层面积对激光器的影响。

参考文献

- [1] Kathy Kincade, Stephen G. Anderson, Review and forecast of the laser markets Part I: nondiode lasers, *laser Focus World*, January 2004, 75-90
- [2] 上海应用物理研究中心译, 美国国家研究理事会编, 驾驭光: 21世纪光科学与工程学, 上海科学技术文献出版社, 上海, 2001版 p185~189
- [3] 楼祺洪, 周军, 王之江. 光纤激光作为激光武器的能力分析, *激光技术*, 2003, 27(3), P161-165
- [4] 王之江, 半导体泵浦固体激光进展 (内部文献)
- [5] 孙文, 江泽文, 程国祥译, Walter Koechner 著, 固体激光工程 (第一版), 科学出版社, 2002 P356~409.
- [6] D.J. DiGiovanni, M.H. Muendel. High-power fiber laser. *Opt. Photon. News* 1999, 10: 26~30
- [7] E. Snitzer, Optical maser action of Nd in a Barium crown glass, *Phys. Rev. Lett.*, 1961, 7(12): 444-449.
- [8] C.J. Koester, E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser", *Appl. Opt.* 3, 1182-1186 (1964).
- [9] K.C. Kao, G.A. Hochham, Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies, (July 1966), *Proc. IEE (London)* 113, PP. 1151~1158
- [10] F.P. Kapron, et al., Radiation loss in glass optical waveguide., *Appl. Phys. Lett.*, 1970, 17(10): 423~425
- [11] S.B. Poole, D.N. Payne, M.E. Fermann, Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions, *Electron. Lett.*, 1985, 21(17): 737~738
- [12] J.E. Townsend, S.B. Poole, D.N. Payne, Solution-doping technique for fabrication of rare-earth-doped optical fibers, *Electron. Lett.*, 1987, 23(7): 329~331
- [13] 黄德修, 刘雪峰编著, 半导体激光器及其应用 (第一版), 国防工业出版社, 北京, 1999, PP197~202
- [14] R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey, D.N. Payne, low-noise erbium doped fiber amplifier operating at 1.54 μm ., *Elect. Lett.* 23 (19) (1987) 1026-1028
- [15] E. Desurvire, J. Simpson, and P. Becker, "High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier," *Opt. Lett.* 12, 888- (1987)
- [16] J. Nilsson, W.A. Clarkson, R. Selvas, J.K. Sahu, P.W. Turner, S.-U. Alam, and B. Grudinin High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers, *Optical Fiber Technology*, 2004, 10, P5~30
- [17] E. Snitzer, H. Po, F. Hakima, R. Tumminelli et al., *Proc. Conf. Optical Fiber Sensors*, Postdeadline Paper PD5, 1988
- [18] H. Po, et al., "High power neodymium doped single transverse mode fiber laser", *Elect. Lett.*, 29 (1993) 1500-1501.
- [19] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts et al., 110W fiber laser. *Electronics*

- Letters, 1999,35(14)1158-1160
- [20] Y. Jeong et al. / Optics Communications 234 (2004) 315–319
- [21] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," Opt. Express 12, 6088-6092 (2004)
- [22] <http://www.ipgphotonics.com/>
- [23] K. Ueda and A. Liu, Future of High-Power Fiber Lasers, Fiber and waveguide laser, Vol.8, No.3, pp.774-781, 199
- [24] Ken-ichi Ueda, Hiroshi Sekiguchi, Hirofumi Kan, "1 kW CW Output from Fiber-Embedded Disk Lasers", Lasers and Electro-Optics, 2002 CLEO, Technical Digest, Vol.2, Pages:CPDC4-1~ CPDC4-2
- [25] Yalovitch, E. Inhibited, spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2059-2062.
- [26] Jon, S. Strong, localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. [J], Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2048-2489.
- [27] Russell P St J, et al. Recent progress in Photonic Crystal fibers [A]. Proc. OFC 2000[c], 3: 98-100.
- [28] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. Optics Letters, 1996, 21 (19): 1547~1549.
- [29] T. A. Birks, J. C. Knight and P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fibers[J]. Optics Letters, 1997, 22: 961~963.
- [30] N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett, et al. Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities[J]. Optics Letters, 1999, 24 (20): 1395~1397.
- [31] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Gregan, et al. Large mode area photonic crystal fibre[J]. Electronics Letters, 1998, 34 (13): 1347~1348.
- [32] Jinendra K. Ranka, Robert S. Windeler and Andrew J. Stentz. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm[J]. Optics Letters, 2000, 25(1): 25~27.
- [33] Philip Russell. Photonic crystal fibers[J]. Science, 2003, 299: 358~362
- [34] J. C. Knight, "Photonic crystal fibres," Nature, 424, 847 (2003); P. Russell, "Photonic Crystal Fibers," Science 299, 358 (2003)
- [35] J. Limpert, T. Schreiber, A. Liem, S. Nolte, H. Zellmer, T. Peschel, V. Guyenot, A. Tünnermann, "Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation," Opt. Express 11, 2982-2990 (2003)
- [36] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, T. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen, "High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser," Opt. Express 11, 818-823 (2003).
- [37] G. Bonati, H. Voelckel, T. Gabler, U. Krause, A. Tünnermann, J. Limpert, A.

- Liem, T.Schreiber, S. Nolte,H. Zellmer, ,1.53 kW from a single Yb-doped photonic crystal fiber laser, Photonics West, San Jose, Late. Breaking Developments, Session 5709-2a (2005). 3.
- [38] P.Glas, M.Naumann, A.Schirmacher, T.Pertsch, the multicore fiber – a novel design for diode pumped fiber lasers, Opt. Commun. 1998, 151 :187-195.
- [39] Y. Huo and P. K. Cheo, Analysis of transverse mode competition and selection in multicore fiber lasers, Vol. 22, No. 11 / November 2005 / J. Opt. Soc. Am. B, 2345-2350.
- [40] P.K.Cheo, A.Liu and G.G.King, A high-brightness laser beam from a phase-locked multicore Yb-doped fiber laser array, IEEE Photon. Tech. Lett. 2001,13(5): 439-441.
- [41] L. J. Cooper, P. Wang, R. B. Williams, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson, High-power Yb-doped multicore ribbon fiber laser, OPTICS LETTERS,Vol. 30, No. 21 / November 1, 2005,2906-2909
- [42] Christopher J.Corcoran,Compact phase-locked fiber laser array, SSDLTR , HPFib, 2003. 150~153.
- [43] Michael Wickham,Stephen Brosnan, et al., Fiber laser technology issues,SSDLTR May, 24, 2003, P182~184
- [44] W.Conard Holton,Scalable, high-power fiber laser produces coherent output, Laser Focus World, 2003,July
- [45] S. J. Augst, A. K. Goyal, R. L. Aggarwal, T. Y. Fan, A. Sanchez ., Wavelength beam combining of ytterbium fiber lasers., Optics Letters, 2003,28(5) P331.
- [46] Igor Ciapurina, Leonid Glebova1, Eugeniu Rotaria, and Vadim Smirnov.,Spectral beam combining by PTR Bragg gratings,Glebov – SSDLTR 2003, HPFib-4
- [47] N.S.Kim,M.Prabhu,Li Cheng et al.,Optics Communications, 2000, 176: 219~222
- [48] M.Prabhu, N.S.Kim,L.Jianren, K.Ueda. Optics Communications, 2000,182: 305~309
- [49] F.Leplingard,S.Borne,L.Lorcy,et al.,Six output wavelength Raman fibre laser for Raman amplification.,Electronics Letters.,2002,38(16):887~889
- [50]石磊, 赵尚弘, 董淑福, 张婷婷, 占生宝, 刘涛, 方绍强, 新型超宽带光纤放大器的研究进展, 激光与光电子学进展, 2004,Vol.41(4)P25~29

2 掺镱双包层光纤激光器基本原理 及关键技术

2.1 掺镱双包层光纤

掺稀土特种光纤拉制技术已经相当成熟,所用的掺杂剂有 Nd^{3+} 、 Er^{3+} 、 Pr^{3+} 、 Ho^{3+} 、 Eu^{3+} 、 Yb^{3+} 、 Dy^{3+} 、 Tm^{3+} 等^[1]。掺稀土光纤对于包括光纤激光器、放大器和传感器在内的各种应用是十分有吸引力的。它的特点是具有圆柱形波导结构,芯径小,表面与体积比值高,因此很容易实现高密度泵浦,使激射阈值低,散热性能好,光束质量好,可实现高功率输出。目前,掺 Yb^{3+} 双包层光纤作为高功率光纤激光介质在工业和科研方面已获得广泛的应用,高性能的掺 Er^{3+} 的光纤放大器已广泛应用于通信产业,其他掺稀土离子的光纤激光介质在科研、医疗等领域也已显示出良好的应用前景。

掺 Yb^{3+} 光纤激光器具有量子效率高、波长调谐范围大、增益带宽宽以及无激光吸收、无浓度淬灭等优点,早在 1962 年就已经在掺 Yb^{3+} 石英层中实现了激光振荡^[2],逐渐了人们的广泛兴趣^{[3],[4]}。采用波长 915nm 或 975nm 附近的多模大功率半导体激光器泵浦,可在 1.06 μm 波段获得斜率效率高达 80% 以上的激光输出。

2.1.1 掺 Yb^{3+} 光纤激光介质的能级结构及光谱特性

1. 掺镱石英光纤的能级结构

掺镱光纤作为激光器的增益介质近年来有了很大的发展,激发态 Yb^{3+} 离子的寿命较长^[5](大约可达到 1ms),这样用相对较低的泵浦功率就可在激发态存储大量的能量。图 2-1 为镱离子在石英基质中的能级结构图^[6]。 Yb^{3+} 离子的能级图非常简单,只包括两条谱线:基态 $^2\text{F}_{7/2}$ 和激发态 $^2\text{F}_{5/2}$,如图 2-1(1)所示。但是当 Yb^{3+} 掺入石英等基质材料后,其能级发生变化,从而其吸收和发散的光谱也要发生很大变化。原有的能级将消除能级简并,发生分裂和展宽,显示出精细的结构^[7],如图 2-1(2)所示。能级分裂的主要原因是由于基质材料中电场分布的不均匀引起 Yb^{3+} 能级因 Stark 效应而产生分裂, $^2\text{F}_{5/2}$ 展开成 3 个子能级, $^2\text{F}_{7/2}$ 展开成 4 个子能级。掺 Yb^{3+} 石英基质的荧光光谱显示,在低温条件(20K)下,以上这些子能级均可分辨,但是在室温条件下 $^2\text{F}_{5/2}$ 的 3 个 Stark 子能级只有 2 个

可以分辨， ${}^2F_{7/2}$ 的 4 个子能级中只有 3 个可以分辨，如图 2-1(3) 所示。

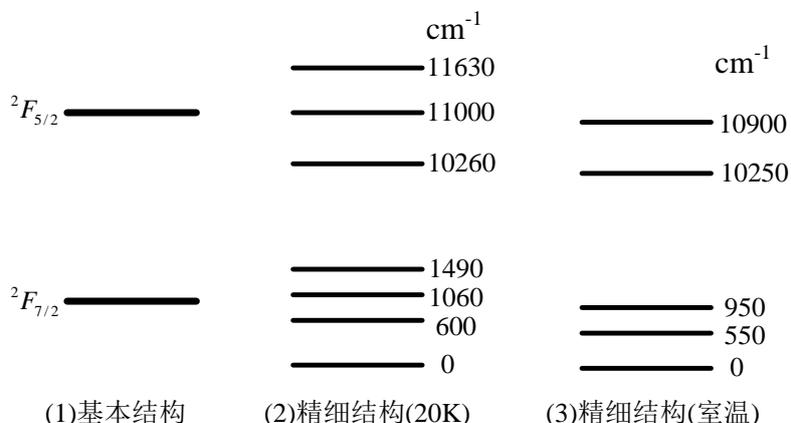


图 2-1 Yb^{3+} 在石英光纤中的能级结构

由于 Yb^{3+} 离子两能级的间隔在 10000cm^{-1} 左右，有利于消灭声子非辐射弛豫和浓度淬灭现象，没有激发态吸收或上转换。所以， Yb^{3+} 在玻璃中可以高掺杂而不发生淬灭现象，并且在高功率泵浦时不会发生效率下降，是高效率大功率光纤激光器的首选掺杂元素。

2. 掺镱石英光纤的光谱特性

能级结构决定了 Yb^{3+} 离子的光谱特性。 Yb^{3+} 离子吸收和发射截面依赖于基质材料的组分，当改变光纤中各组成成分的量时，在 $990\text{nm}-1020\text{nm}$ 范围内的发射谱有明显变化，荧光寿命也在 1ms 附件有近 30% 的变化。

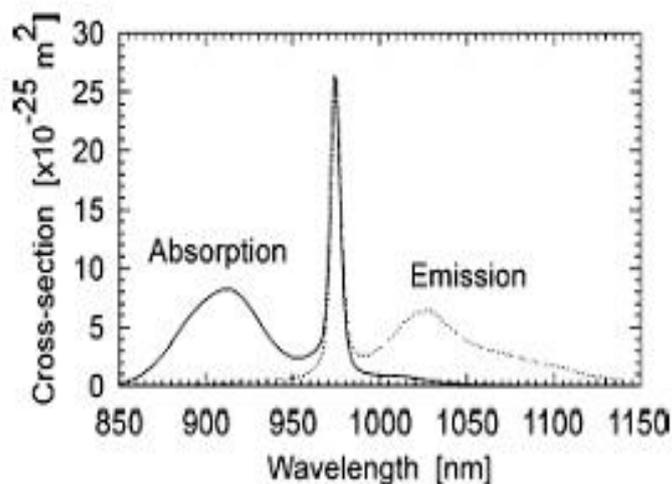


图 2-2 石英光纤中 Yb^{3+} 的吸收和发射截面曲线

图 2-2 是石英光纤中 Yb^{3+} 的吸收和发射截面曲线^[8]，从图中可见掺 Yb^{3+} 石英光纤的吸收和发射谱带很宽，具有潜在的从 975nm 到 1150nm 的发射谱段。 Yb^{3+} 离子在 850nm-1150nm 吸收区域内存在两个吸收峰，峰值位于 915nm 和 975nm。915nm 处的吸收峰宽度达 60nm，但是截面较小，976nm 处有一宽度为 10nm 左右更强的吸收峰，其吸收截面约为前者的 4 倍。发射截面曲线在 975nm 和 1030nm 处各有一个发射峰，975nm 处的谱宽大约为 10nm，正好与 Yb^{3+} 吸收峰重合，显示了明显的二能级特点；1030nm 处的谱宽约为 50nm。很宽的吸收谱带使泵浦源的选择具有更多的灵活性，可供选择的激光器有 AlGaAs, InCaAs 半导体激光器，Nd:YAG 激光器和 Nd:YLF 激光器等。目前，大功率半导体激光器制造技术已相当成熟，可以人为地设计激光某一特定波长的半导体激光器，现在一般都采用中心输出波长为 915nm 和 976nm 的半导体激光泵浦源。

3. 掺镜石英光纤中的激光跃迁

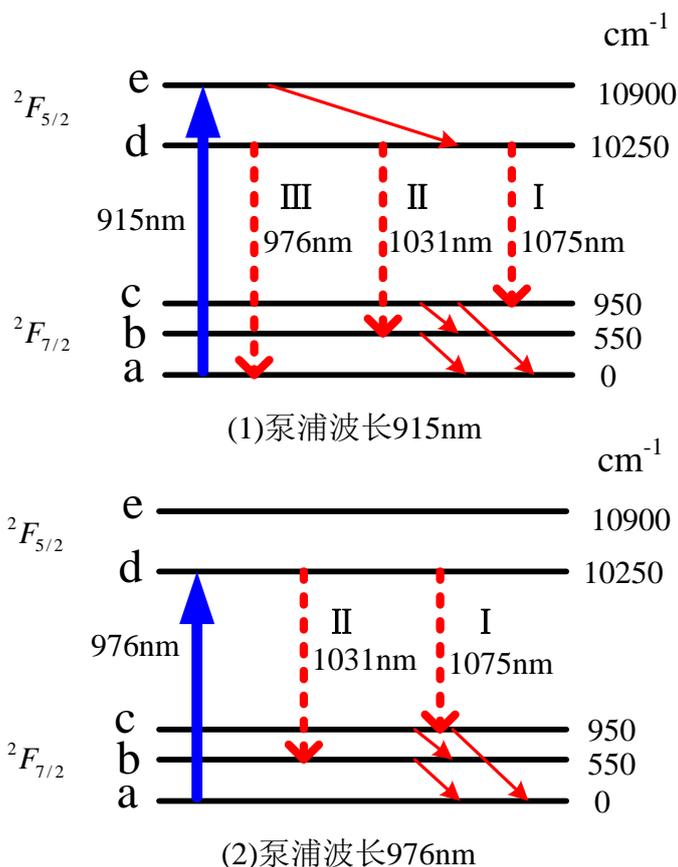


图 2-3 石英光纤中 Yb^{3+} 激光跃迁机制示意图(室温)

Pask 等人深入研究了 Yb^{3+} 对应的激光跃迁^[6]。一般认为，在常温条件下石

石英光纤中, Yb^{3+} 激光跃迁有两类情况^[5]。一类是位于短波区的发光, 它对应于三能级跃迁 (d-a), 另一类是位于长波区的发光, 它对应于准四能级跃迁 (d-b, d-c)。根据图 2-1(3) 所示的能级结构和图 2-2 所示的荧光光谱可知石英光纤中 Yb^{3+} 的激光跃迁过程和泵浦源的波长有关。

当泵浦波长为 915nm 时, 存在三种可能的激光跃迁过程, 如图 2-3(1) 所示, 对应的跃迁为 I : d-c ~ 1075nm, II : d-b ~ 1031nm, III : d-a ~ 976nm。其中过程 III 的激光下能级为基态, 因此为三能级系统。过程 I 和 II 的激光下能级 (b 或 c) 为 Stark 分裂产生的、处于基态之上的子能级, 具有四能级系统的特点, 但是由于子能级 b 或 c 距离基态很近, 在泵浦不充分的情况下 b 或 c 上仍可能存留较多的粒子, 因此严格说来它们应属于“准四能级”系统。

当泵浦波长为 975nm 时, 存在两种可能的激光跃迁过程, 如图 2-3(2) 所示, 对应的跃迁为 I : d-c ~ 1075nm, II : d-b ~ 1031nm。这两个过程的激光下能级也是 Stark 分裂产生的、处于基态之上的子能级。虽然在室温下能级 d 不能分辨出两个清晰的子能级, 但它仍然是由 Stark 分裂子能级构成的多重态展宽的能级, 因此也具有准四能级系统的特点。

2.1.2 双包层光纤的构造

石英掺杂光纤是产生高功率激光比较理想的选择, 原因有两个, 一是石英光纤具有非常高的激光损伤阈值, 二是光纤具有高的表面积/体积比, 易于散热。但是常规光纤激光器是由半导体激光直接泵浦入纤芯来实现的, 这限制了最大可能的入纤泵浦功率, 这是由于要想实现高效泵浦耦合, 泵浦单模掺杂光纤必须使用单模半导体激光器的原因。而单模半导体激光器的输出功率受限于半导体材料的损伤阈值, 目前单模半导体激光器的输出功率不及 1W。另外, 对于 1 μm 左右的波长而言, 典型的纤芯直径小于 10 μm , 该值小于透镜聚焦后高斯光束的光斑直径, 这导致半导体激光器到纤芯的直接耦合效率最高也就 60%, 甚至更小, 因此, 实际进入单模光纤的泵浦功率更低。正是如此, 常规光纤激光器的亮度实际上还要比泵浦源的亮度差。

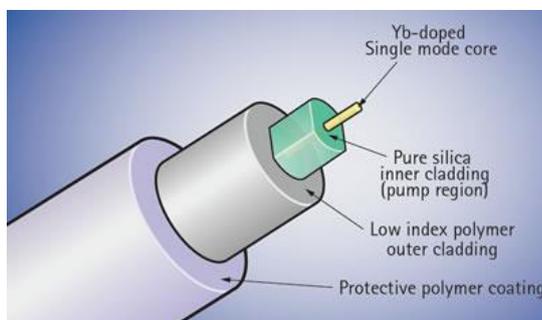


图 2-4 双包层光纤的立体结构示意图

为了突破常规光纤激光器的对转化效率和输出功率的限制，Snitzer 等人巧妙地提出设计了双包层光纤^[9]，图 2-4 是其结构，图 2-5 给出了折射率分布及与传统光纤的比较。双包层光纤是一种具有特殊结构的光纤，它比常规光纤增加了一个内包层（最早的内包层形状为圆形），由涂覆层、内包层和掺杂纤芯所构成，其折射率分布也在图中表示出来，涂覆层的折射率小于内包层的折射率，内包层的折射率小于纤芯的折射率，这样，就构成了双层的波导结构。

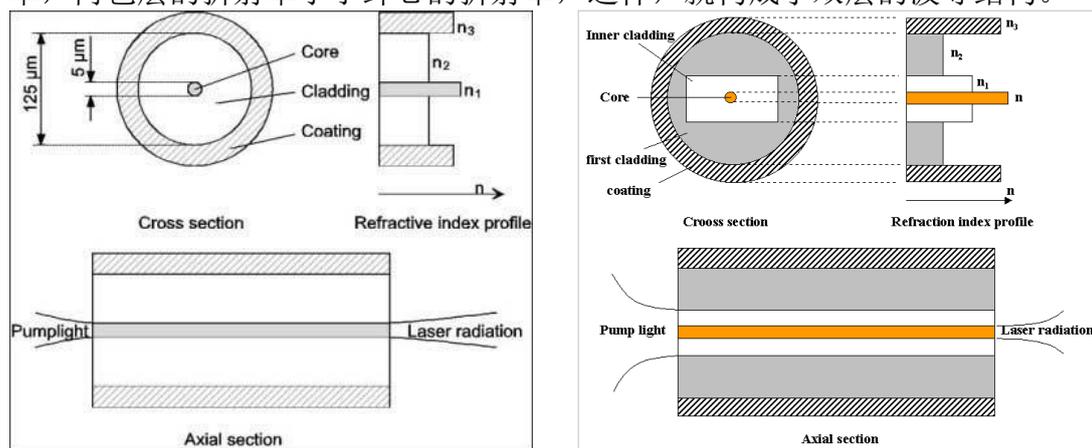


图 2-5 常规光纤和双包层光纤（矩形内包层）的截面结构及折射率分布

内包层的直径一般为 400 μm—650 μm、数值孔径一般为 0.36—0.40；纤芯的直径一般为 6 μm—20 μm、数值孔径一般为 0.06—0.17。因此，内包层作为泵浦光的波导，其横向尺寸和数值孔径均远大于纤芯，这样就可以比较容易地将高功率的多模半导体激光泵浦入光纤，并被限制在内包层中传输，使纤芯中能够保持高功率密度的光泵。单模纤芯作为激光的波导，掺杂了稀土元素（Yb, Nd, Er, Tm 等），由于内包层包绕在单模纤芯的外围，耦合入内包层的多模泵浦光在内包层反射时，进入纤芯区域，就会被掺杂离子所吸收，产生粒子数反转，当增益足够强时，就将多模泵浦光高效地转换为单模激光。可见，双包层光纤相对于常规光纤来说，克服了在激光功率和泵浦效率方面的限制，是光纤激光器发展过程中具有重大意义的技术突破。

对于双包层光纤，泵浦吸收情况不仅与纤芯掺稀土元素的浓度和纤芯本身的尺寸有关，内包层的尺寸大小及形状也对吸收系数有较大影响。双包层光纤对泵浦光的吸收，可以作如下近似，即把对多模泵浦光的吸收看作是单模纤芯的吸收与特定参数的乘积^[10]，这个特定参数不但与掺杂纤芯面积和内包层面积的比值有关，而且还和内包层形状有关，可以表示为：

$$\alpha_{multi} = \alpha_{mono} \Gamma \tag{2.1}$$

其中

$$\Gamma \approx \frac{S_{mono}}{S_{multi}} \gamma \quad (2.2)$$

α_{mono} 是单模吸收系数， α_{multi} 是多模吸收系数， S_{mono} 和 S_{multi} 分别是掺杂截面面积和多模截面面积， γ 是内包层形状对吸收效率的影响因子， Γ 为多模重叠因子。从而可知，要提高泵浦吸收，主要应从这几个方面来考虑（1）提高纤芯的掺杂浓度（2）增大纤芯面积和内包层面积的比（3）优化内包层形状。但是，纤芯掺杂浓度的提高总是有一定限度的，纤芯横截面积的增大会导致激光输出光束质量的降低，因此，让进入内包层中的泵浦光尽量更多次数地穿越掺杂的纤芯而被吸收，内包层形状的优化就显得尤为重要。

2.2 双包层光纤传输理论

研究光在光纤中的传输特性有两种方法，即几何光学的射线方法和电磁场的波动理论。当传输介质的尺寸远大于在其中传输光的波长时，可用几何光学的方法研究光的传播路径；当传输介质的尺寸与在其中传输光的波长相比拟时，几何光学的方法已不适用，须用波动光学的方法来进行研究。在双包层光纤中有两种光的传输，即泵浦光在直径大约为 $400 \mu\text{m}$ 的内包层中的传输和产生的激光在直径为 $6-9 \mu\text{m}$ 纤芯中的传输。泵浦光在内包层内传输的过程中，穿越掺杂纤芯的几率对光纤激光器的效率具有较大影响，纤芯的大小及光纤的弯曲程度会对光纤激光器的输出激光模式具有影响，同时内包层横截面的形状以及大小、掺杂纤芯的粗细等对光纤激光器的输出功率也具有影响。

2.2.1 均匀折射率光纤的光线理论

光在折射率均匀的石英光纤中传输，通过光纤中心轴的任何平面都称为子午面，位于子午面内的光线则称为子午光线，子午面显然就有无数个。子午光线的入射光线、反射光线和分界面的法线均在子午面内，如图 2-6 所示。

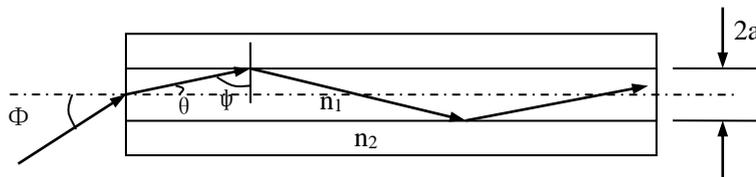


图 2-6 子午光线的全反射

由上图可求出子午光线在光纤内全反射应满足的条件。图中 n_1 、 n_2 分别为

纤芯和包层的折射率。要使进入光纤内的激光能完全限制在光纤内传输，则应使光线在纤芯-包层分界面上的入射角 ψ 大于或等于该面上的全反射临界角 ψ_0 ，即：

$$\sin \psi_0 = \frac{n_2}{n_1}, \quad \psi \geq \psi_0 = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (2.3)$$

因此，相应于临界角 ψ_0 的 ϕ_0 反映了光纤集光能力的大小，通称为孔径角。 $n_0 \sin \phi_0$ 则定义为光纤的数值孔径，一般用 NA 表示，因此，光纤子午面内的数值孔径为：

$$NA_{\text{子午}} = n_0 \sin \phi_0 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.4)$$

光纤中不在子午面内的光线都是斜光线。它和光纤的轴线既不平行也不相交，其光路轨迹是空间螺旋折线。此折线可为左旋，也可为右旋，但它和光纤的中心轴是等距的。因此，倾斜光线在横截面为圆形的光纤中传输时，与子午光线不同，一般不会穿越光纤的轴线，与轴线相交。

理论计算可知，斜光线的数值孔径为：

$$NA_{\text{斜}} = n_0 \sin \phi_0 = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0} \quad (2.5)$$

由于 $\cos \gamma \leq 1$ ，因而斜光线的数值孔径比子午光线的数值孔径都要大。

2.2.2 光纤中的模式理论

1. 阶跃光纤中的导波模

满足光纤传导的光纤模式称为光纤的导模。由麦克斯韦方程组可以得到光在柱形波导中传输时需要满足的电磁场的方程：

$$\begin{aligned} k_c^2 E_r &= -j\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{j\omega\mu_0}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \\ k_c^2 E_\phi &= \frac{j\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} k_c^2 H_r &= \frac{j\omega\mu_0 n^2}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - j\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} \\ k_c^2 H_\phi &= -j\omega\epsilon_0 n^2 \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{j\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (2.7)$$

式中

$$k_c^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n^2 - \beta^2 = k_0^2 n^2 - \beta^2, \quad n^2 = \varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$$

这样，整个光纤中的电磁场就可以从上述方程和边界条件解出，对于阶跃光纤，利用电磁场在芯-包层分界面上的边界条件，可解得纤芯和包层中的电磁场如下：

$$\begin{aligned} E_{\phi 1} &= -j \left(\frac{a}{U} \right)^2 \frac{1}{J_m(U)} \left[\frac{\beta m a}{r} J_m \left(\frac{U}{a} r \right) - \frac{\omega \mu_0 U B}{a} J_m' \left(\frac{U}{a} r \right) \right] \cos m \phi e^{-j \beta z} \\ E_{\phi 2} &= j \left(\frac{a}{W} \right)^2 \frac{1}{K_m(W)} \left[\frac{\beta m a}{r} K_m \left(\frac{W}{a} r \right) - \frac{\omega \mu_0 W B}{a} K_m' \left(\frac{W}{a} r \right) \right] \cos m \phi e^{-j \beta z} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} E_{r 1} &= -j \left(\frac{a}{U} \right)^2 \frac{1}{J_m(U)} \left[-\frac{\omega \mu_0 m B}{r} J_m \left(\frac{U}{a} r \right) + \frac{\beta U A}{a} J_m' \left(\frac{U}{a} r \right) \right] \sin m \phi e^{-j \beta z} \\ E_{r 2} &= j \left(\frac{a}{W} \right)^2 \frac{1}{K_m(W)} \left[-\frac{\omega \mu_0 m B}{r} K_m \left(\frac{W}{a} r \right) + \frac{\beta W A}{a} K_m' \left(\frac{W}{a} r \right) \right] \sin m \phi e^{-j \beta z} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} H_{\phi 1} &= -j \left(\frac{a}{U} \right)^2 \frac{1}{J_m(U)} \left[-\frac{\beta m B}{r} J_m \left(\frac{U}{a} r \right) + \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 U A}{a} J_m' \left(\frac{U}{a} r \right) \right] \sin m \phi e^{-j \beta z} \\ H_{\phi 2} &= j \left(\frac{a}{W} \right)^2 \frac{1}{K_m(W)} \left[-\frac{\beta m B}{r} K_m \left(\frac{W}{a} r \right) + \frac{\omega \varepsilon_0 n_2^2 W A}{a} K_m' \left(\frac{W}{a} r \right) \right] \sin m \phi e^{-j \beta z} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} H_{r 1} &= -j \left(\frac{a}{U} \right)^2 \frac{1}{J_m(U)} \left[-\frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 m A}{r} J_m \left(\frac{U}{a} r \right) + \frac{\beta U B}{a} J_m' \left(\frac{U}{a} r \right) \right] \cos m \phi e^{-j \beta z} \\ H_{r 2} &= j \left(\frac{a}{W} \right)^2 \frac{1}{K_m(W)} \left[-\frac{\omega \varepsilon_0 n_2^2 m A}{r} K_m \left(\frac{W}{a} r \right) + \frac{\beta W B}{a} K_m' \left(\frac{W}{a} r \right) \right] \cos m \phi e^{-j \beta z} \end{aligned} \quad (2.11)$$

上式中的 J_m 和 K_m 分别为 m 阶贝塞尔函数和变态贝塞尔函数，下标 1, 2 分别代表纤芯和包层两个区域。式中的 U 和 W 可由下式解出：

$$\begin{aligned} U^2 + \beta^2 a^2 &= k_0^2 n_1^2 a^2 \\ \beta^2 a^2 - W^2 &= k_0^2 n_2^2 a^2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

现定义一个参量 V ，令

$$V^2 = U^2 + W^2 = k_0^2 a^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (2.13)$$

则有常数:

$$V = k_0 a (n_1 - n_2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.14)$$

常数 V 称为光纤的归一化频率。

从光纤中上述麦克斯韦方程的解可知, 只有当 U 和 W 都是正实数时, 上述解才能成为光纤中的导波模, 此时电磁场量在纤芯中沿半径方向呈驻波分布, 在包层中呈表面波分布。由 (2.12) 式可得, U 和 W 都是正实数的条件是:

$$k_0 n_2 < \beta < k_0 n_1 \quad (2.15)$$

若上述条件不能满足, 如果有 $\beta < k_0 n_2$, 则将会有 $W^2 < 0$ 。包层中的电磁场就会变成辐射场, 导波截止。因此, $\beta = k_0 n_2$, $W = 0$, $U = V$ 可作为导波模截止的临界条件。

特征参量 U 、 W 、 β 以及待定系数 A 与 B 可以通过电磁场的边界条件 (特征方程) 解出:

$$\left[\frac{J_m'(U)}{UJ_m(U)} + \frac{K_m'(W)}{WK_m(W)} \right] \left[\frac{n_1^2 J_m'(U)}{UJ_m(U)} + \frac{n_2^2 K_m'(W)}{WK_m(W)} \right] = m^2 \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad (2.16)$$

令 $J = \frac{J_m'(U)}{UJ_m(U)}$, $K = \frac{K_m'(W)}{WK_m(W)}$, 经整理可得:

$$J^2 + \left(1 + \frac{n_2^2}{n_1^2} \right) KJ + \frac{n_2^2}{n_1^2} K^2 - m^2 \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \left(\frac{1}{U^2} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{1}{W^2} \right) = 0 \quad (2.17)$$

当 $m=0$ 时, 上式可化为:

$$J + K = 0, \quad J + \frac{n_2^2}{n_1^2} K = 0 \quad (2.18)$$

一个导波模式的横向分布特点由 m 、 U 和 W 确定, 纵向传播特性则由 β 确定。

参数 m 确定电磁场量沿 ϕ 角方向场的分布规律。 U 确定纤芯内场沿半径方向的分布规律， W 则确定场量在包层中沿半径方向衰减的快慢程度。把 (2.12) 式与模的特征方程联立，就可解出 β 、 U 和 W ，导波模的特性也就完全确定了。

对于 EH_{mn} 模和 HE_{mn} 模，其传播常数 β_{mn} 分别为方程中 m 值下的第 n 个根， m 取正号时可得到一组解，对应于波导中的 EH 模； m 取负号时，对应于光纤波导中的 HE 模。 $m=0$ 时的 EH_{0n} 模和 HE_{0n} 模又称为 TE 和 TM 模。

2. 阶跃光纤中的线偏振模

单模光纤也称为弱导光纤，纤芯和包层的相对折射率差总满足弱导条件：

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} = 1 \quad (2.19)$$

在弱导条件下，光纤中传输的导波管仍可为分 TE_{0n} ， TM_{0n} ， EH_{mn} ， HE_{mn} 等模式，但可以证明所有这些模式的纵向分量比横向分量小得多。也就是说弱导光纤中传播的电磁波其横向电磁场占主导地位，而且一经激励起来在传播过程中其偏振状态保持不变。这种状态可以用本地平面波的反射机理得到解释。当 $\Delta = 1$ 时，光纤纤芯中几乎只有与光纤轴平行的光线才能满足边界上的全反射条件，因此，这种状态下的导波的电、磁场总是与光纤的轴向及 z 轴方向垂直，这种形态的波接近于 TEM 波。

这时弱导光纤可以采用标量挖的方法进行简化分析，这种挖的结果使得 EH_{mn} 模和 HE_{mn} 模发生简并，这种近似后的简并模称为 LP_{mn} 线偏振模。

导波模在光纤中传输的条件是 U 和 W 都是正实数。参数 W 为正实数时，包层中的电磁场沿半径方向呈指数衰减规律。 W 越大，衰减越快，电磁能量就越集中在纤芯中；反之， W 越小，就有较多的电磁能量向包层中弥散。如果 $W^2 < 0$ ，则包层中的场将用汉克尔函数描述，成为沿径向辐射的模式。因此， $W^2 = 0$ 就成为一个模式是导波模还是辐射模的临界点。

在弱导条件下，由 $W \rightarrow 0$ 时第二类贝塞尔函数渐进式可得在截止状态下， TM 模和 TE 模的特征方程为：

$$J_0(U_c) = 0 \quad (2.20)$$

所以，截止状态下归一化截止频率 V_c 和 U_c 是零阶贝塞尔函数的零点，即：

$$V_c = U_c = u_{0n}, \quad n=1,2,3\dots \quad (2.21)$$

零阶贝塞尔函数的前面几个根为：

$$u_{0n} = 2.405, 5.520, 8.654, \dots$$

以上每一个 u_{0n} 的值都对应着在光纤中传输的 TE_{0n} 和 TM_{0n} ，由可知 TE_{01} 和 TM_{01} 的截止频率为 2.405，因此，当 $V < 2.405$ 时，在二层圆均匀光波导中只有单模传输，使用在这种条件下的光波导或光纤称为单模光波导或单模光纤。

由前面归一化频率 $V^2 = U^2 + W^2 = k_0^2 a^2 (n_1^2 - n_2^2)$ 以及相对折射率差 $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$ 可得归一化频率 $V = k_0 n_1 a \sqrt{2\Delta}$ ，从而单模传输的条件为：

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 a \sqrt{2\Delta} < 2.405 \quad (2.22)$$

在控制光纤的过程中，对于某一事先确定的波长 λ ，可根据(2.22)式通过控制光纤纤芯的半径 a 、相对折射率差 Δ ，使之成为单模光纤。

2.3 线形腔结构物理模型及速率方程

2.3.1 线形腔物理模型

为了对双包层光纤激光器有个更好的物理解释，引进一个建立在光子平衡基础上的简单物理模型^{[10], [11]}。在这个模型中，跃迁过程被看作是一个二能级系统，在光纤传输过程中，受激辐射的平均离子数也在考虑之内，它要求计算出泵浦光和平衡光子沿光纤方向的演变过程。当平衡光子只在单模光纤中出现时，泵浦光被当作是同等的单模泵浦光子，所有进出光纤的信号包括信号光、泵浦光、受激辐射吸收、自发辐射都应被考虑进去。

考虑正向和逆向传播的光子流，所有的条件都与受激发射离子的平均数(是光纤长度的函数)有关，则光子平衡方程为：

$$F_{ASE}^+(x) + F_{ASE}^- + F_{spont}(x) + \Delta F_p(x) + F_{laser}^+ + F_{laser}^- = H(x) = 0 \quad (2.23)$$

其中 $\Delta F_p(x)$ 在方程(2.23)中是负的，表示泵浦光光子的减少，则单模增益或吸收下式来确定：

$$g(v, x) = \ln\left(\frac{F^{out}(v, x)}{F^{in}(v)}\right) = [\sigma_t(v)x - \sigma_a(v)]\Gamma(v)n_i L \quad (2.24)$$

其中：

$$\sigma_t(\nu) = \sigma_a(\nu) + \sigma_e(\nu) \quad (2.25)$$

$\sigma_a(\nu)$ 和 $\sigma_e(\nu)$ 分别为吸收截面和发射截面， Γ 为重叠因子即式 (2.2)，与纤芯与内包层面积比、内包层形状有关， n_t 为纤芯中的掺杂浓度， L 为光纤长度， x 表示激发离子平均数，不能被纤芯吸收的自发辐射的光子数量由以下方程可以得到：

$$F_{spont}(x) = \frac{S_d n_t L x}{\tau} \quad (2.26)$$

τ 为受激离子的平均寿命， S_d 为掺杂纤芯横截面积，为求解方程 (2.23)，从内包层中损失的泵浦光子根据估算下式估算：

$$\Delta F_p(x) = F_{p0}(e^{g_p} - 1) \quad (2.27)$$

F_{p0} 为泵浦光子的数量， g_p 为把多模重叠因素考虑进去的多模泵浦吸收，也考虑了光纤两端的反射。受激平均离子数由光放大器的泵浦光源功率决定，在有激光腔镜的情况下，稳定条件为：

$$R_1 R_2 e^{2g(\nu_{laser}, x_{laser})} = 1 \quad (2.28)$$

其中 R_1 和 R_2 分别为光强在前后反射腔镜上的反射系数， ν_{laser} 是产生激光的频率， $g(\nu_{laser}, x_{laser})$ 是沿光纤长度的平均增益，上式说明了经过一个周期后光纤腔内的稳定条件，可以改为：

$$x_{laser} = \frac{\sigma_a(\nu_{laser})}{\sigma_t(\nu_{laser})} - \frac{\ln(\sqrt{R_1 R_2})}{\sigma_t(\nu_{laser}) \Gamma(\nu_{laser}) n_t L} \quad (2.29)$$

根据 Rigrod 的分析，可 F_{laser}^+ 来表示 F_{laser}^- ，即

$$F_{laser}^- = F_{laser}^+ \left[\frac{(1-R_1)}{1-R_2} \right] \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} = F_{laser}^+ R \quad (2.30)$$

结合方程 (2.23)，(2.26)，(2.27)，(2.30) 和负的受激发射吸收 (ASE)， F_{laser}^+

可以表示为:

$$F_{laser}^+ = [F_{P0}(1 - e^{g_P}) - \frac{n_t S_d x_{laser} L}{\tau}] \frac{1}{(1 + R)} \quad (2.31)$$

F_{laser}^+ 为产生的激光光子数, 和方程 (2.31) 类似的方程也可以用于单模光纤激光器, 不同点在于泵浦吸收系数与多模重叠有关。平均粒子数反转 x_{laser} 与多模重叠而不是与单模重叠有关, 这表示不论模数为多少, x_{laser} 总是相同的, 如以功率瓦为单位, 方程 (2.31) 可以重写, 引入系数 v_{laser}/v_P 来表示泵浦光子能量 $h\nu_P$ 和信号光子能量 $h\nu_{laser}$ 转化效率的量子约束, 有

$$P_{laser}^+ = [P_{P0}(1 - e^{g_P}) - \frac{n_t S_d x_{laser} L h \nu_P}{\tau}] \frac{v_{laser}}{(1 + R) v_P} \quad (2.32)$$

P_{P0} 为以瓦单位进入的内包层的泵浦光功率, 也即通常所说的入纤功率, h 为普朗克常量; 也可以将上式中的光子频率换为波长, 则 (2.32) 式为

$$P_{laser}^+ = [P_{P0}(1 - e^{g_P}) - \frac{n_t S_d x_{laser} L h^2 c}{\tau \lambda_p}] \frac{\lambda_p}{(1 + R) \lambda_{laser}} \quad (2.33)$$

c 为真空中光速, 令激光功率 $P_{laser}^+ = 0$, 则的泵浦阈值功率为:

$$P_{P(th)} = \frac{n_t S_d x_{laser} L h \nu_P}{\tau(1 - e^{g_P})} = \frac{n_t S_d x_{laser} L h^2 c}{\tau(1 - e^{g_P}) \lambda_p} \quad (2.34)$$

根据公式 (2.33) 和 (2.34), 我们可以看出, 双包层光纤激光器的输出特性主要决定于光纤纤芯直径、内包层横截面形状及尺寸、光纤长度、可以耦合进内包层的泵浦功率等。在接下来的几节中, 我们就从影响双包层光纤激光器输出功率的这几个因素出发, 来考虑高功率双包层光纤激光器的这些基本问题。

2.3.2 线形腔速率方程

按上述理论模型, 并假设振荡激光频带很窄, 频谱分布为 δ 函数, 很容易得到以下速率方程^{[12], [13]}:

$$\pm \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_p P_p^\pm(z) [\sigma_a(\lambda_p)N - (\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p))N_2(z)] - \alpha_p P_p^\pm(z) \quad (2.35)$$

$$\pm \frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = -\Gamma_s P_s^\pm(z) [(\sigma_a(\lambda_s) + \sigma_e(\lambda_s))N_2(z) - \sigma_a(\lambda_s)N(z)] + \Gamma_s \sigma_e(\lambda_s)N_2(z)P_0(\lambda_s) - \alpha_s(z)P_s^\pm(z) \quad (2.36)$$

$$\frac{N_2}{N} = \frac{\frac{(P_p^+(z) + P_p^-(z))\sigma_a(\lambda_p)\Gamma_p}{h\nu_p A} + \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z))\sigma_a(\lambda_s)\Gamma_s}{h\nu_s A}}{\frac{(P_p^+(z) + P_p^-(z))(\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p))\Gamma_p}{h\nu_p A} + \frac{1}{\tau} + \frac{(P_s^+(z) + P_s^-(z))(\sigma_a(\lambda_s) + \sigma_e(\lambda_s))\Gamma_s}{h\nu_s A}} \quad (2.37)$$

式中的下脚标 p 表示泵浦光， s 表示信号光， $+$ 表示沿光纤从左向右传播， $-$ 表示沿光纤从右向左传播， 0 表示左端，即 $Z=0$ 处， L 表示右端，即 $Z=L$ 处。例如 $P_p^\pm(z)$ 是泵浦光功率， $P_s^\pm(z)$ 是信号光功率。A 是纤芯的横截面积， ν_λ 是光波频率， α_λ 散射损耗， Γ_λ 是重叠因子， $\sigma_e(\lambda)$ 和 $\sigma_a(\lambda)$ 是辐射截面和吸收截面， $N_2(z)$ 为上能级粒子数密度， τ 为自发辐射寿命。 $N = N_1(z) + N_2(z)$ 为掺杂粒子密度， $P_0(\lambda_s) = \frac{2hc^2}{\lambda_s^3}$ 是自发辐射对激光功率的贡献。结合激光器工作时的边界条件，就可以求得 $P_p^\pm(z)$ 和 $P_s^\pm(z)$ ，即激光功率随光纤的分布。

2.4 高功率光纤激光器关键技术

2.4.1 高功率 LD 整形技术

激光二极管 LD (laser diode) 及其阵列 LDA (laser diode array) 的主要特点是高效、稳定、结构简单，可以制成小体积全固化器件。从单管的数瓦级、条形巴 (Stripe Bar) 的数十瓦至百瓦、到堆栈 (Stack) 的数百瓦至千瓦输出，工业用半导体激光器的功率在最近的几年里得到了很大的提高，其直接应用也日渐成为一个热点，如在美容、医疗、材料处理上的应用^{[14], [15], [16], [17]}。

LD 由于其特殊的工作原理，其光束质量在垂直与平行于 p-n 结两个方向上相关很大。通常把垂直于 p-n 结方向称为快方向，平行于 p-n 结方向称为慢方向。快方向上的光束接近衍射极限 ($M^2 \approx 1$)，而慢方向上的光束质量则极差 ($M^2 > 1000$)，如图 2-7 所示。正是由于这两个方向上的光束质量极不均衡，因此很难用普通的光学系统得到高亮度激光^{[18], [19], [20][21]}。

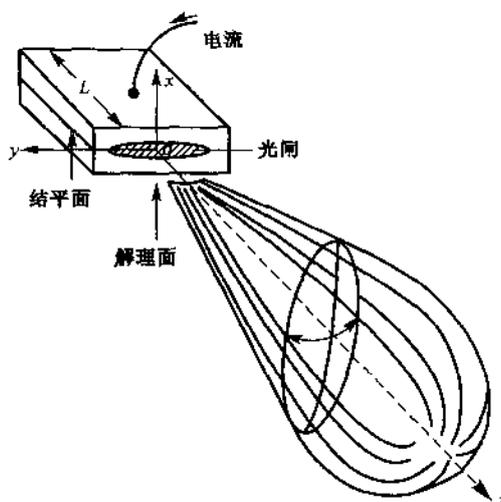


图 2-7 二极管发射激光示意图

假设 d 为光源的尺寸， θ 为其发散角， n 为所在介质的折射率，一个光源无论经过什么样的光学系统的变换，乘积 $L=d \times \theta \times n$ 始终保持不变，称之为拉格朗日不变量，与 M^2 因子一样，也可用于光束质量的评价。由于通常的光学不能改变光束的拉格朗日不变量，因此必须将 LD 光束分割、旋转、重排，即光束整形，把慢方向和快方向上的拉格朗日不变量改变，从而提高光束质量。

1. 微片棱镜堆线光束整形器

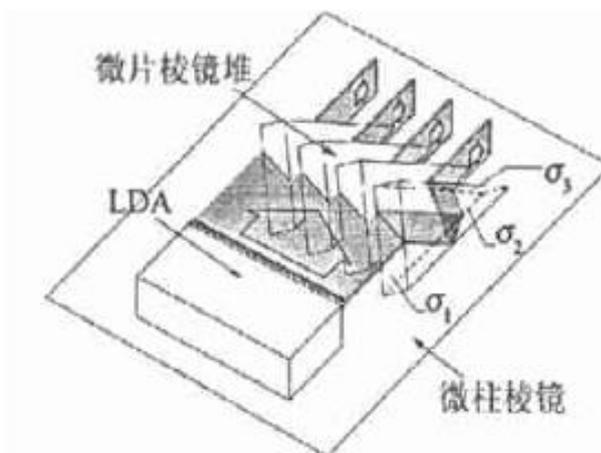


图 2-8 微片棱镜堆示意图

中科院上海光机所的陆雨田等人提出了微片棱镜堆整形技术，该方法采用微片棱镜堆将光束按微片的宽度分割，旋转重排。微片棱镜堆由许多片很薄的等腰三角棱镜组成，如图 2-8 所示，每个薄片都绕底棱旋转 45° 。在这种结构

中，薄棱镜片可将入射光束分割成许多小段，并使原来沿水平方向分布的每一小段都在其原来位置上旋转 90° ，变成沿垂直面分布的光束出射，并且在同一高度上排成一行，改变了两方向上的拉格朗日不变量。利用微片棱镜堆整形专利技术，已经研究成功 808nm 和 940nm 的单光纤耦合输出大功率半导体激光泵浦源模块，总体耦合效率不低于 50%，价格低于国外同类商品。

2. 光纤束整形法

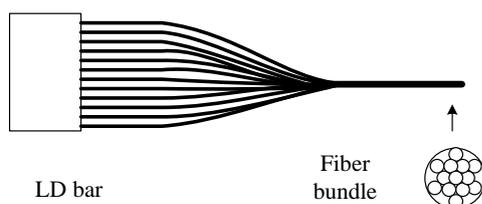


图 2-9 光纤束整形

还有一个较好的解决办法是把光耦合到光纤中，不仅实现柔性传输，增加使用的灵活性，而且可以直接应用于本身就需要光纤的场合，如医疗、美容、材料处理、泵浦激光器等。瑞士伯乐尼大学（University of Berne）应用物理所的 Zbinden 等人曾采用这一技术进行端面抽运 Nd:YLF 调 Q 固体激光器^{[22], [23]}。其原理如图 2-9 所示，采用光纤阵列将光束按 LDA 横模进行分割，将光纤在靠近 LD 的一端排成线阵列，另一端则人为排成束状。最近还发展了一种多 LD 单管单根光纤的耦合，其结构如图 2-10 所示，这里不再详述。

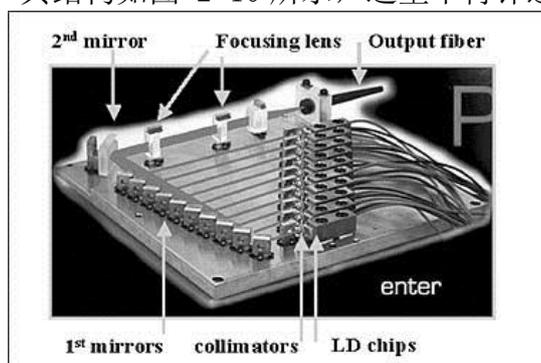


图 2-10 多 LD 单管单根光纤的耦合结构示意图

3. 渐变折射率透镜（GRIN）阵列整形法

GRIN 透镜阵列整形技术是由日本密初碧夕电子公司(Mitsubishi Electric Corporation) 先进技术研究与发展中心的 Yushi Takenaka 等人发明的^[24]。他们利用梯度折射率光纤的扭曲效应，将光束按照 LDA 结分割准直，然后聚焦，

把线阵半导体激光器的条形光束转换成圆形光束。这种方法减小了慢方向的拉格朗日不变量，即光束质量得到了提高，但是快慢两个方向的光束质量相差还是较大，最后得到的光束分布不均匀，整形效果不太明显。但由于这种方法较早提出了按 LDA 结准直的思想而受到重视。

4. 微型阶梯反射镜整形方法

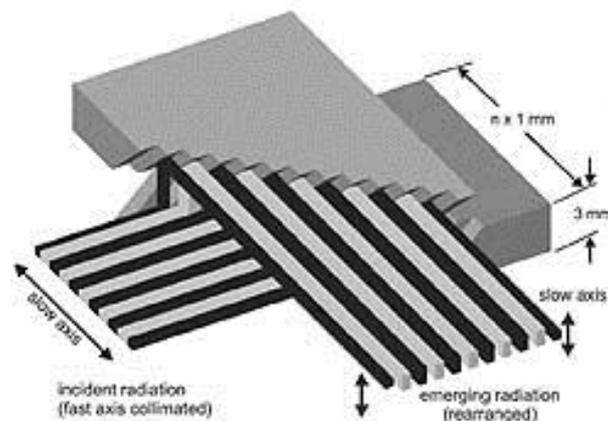


图 2-11 阶梯反射镜组光束整形装置

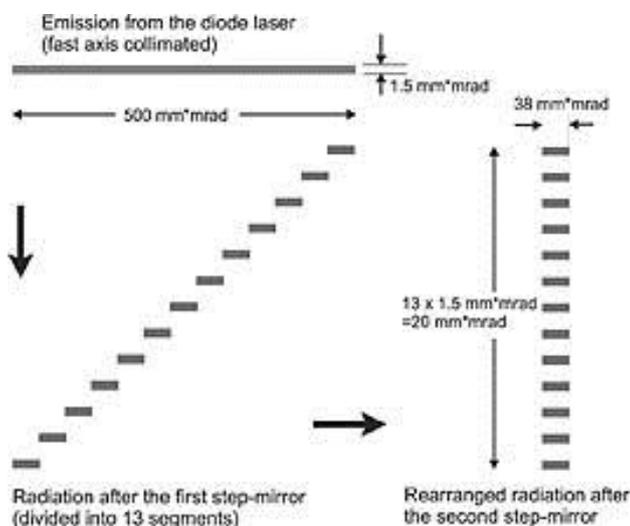


图 2-12 光束的整形过程

微型阶梯反射镜整形技术是德国夫朗和费激光技术研究所的杜可明等人发明的^[25]，国内中国工程物理研究院的武德勇等人也从事过这种方法的研究^[26]。这种半导体激光器列阵光束整形器是由两块结构完全相同的阶梯微型反射镜组构成的。如图 2-11 所示，线形光束先由数个微小镜片分割并反射，实现第一

次光束重排。重排后的光束再经过第二次反射，实现第二次重拍。第一次重拍的结果是分割后的数节光束在一个方向上实现不同量的平移；第二次重拍的结果是实现另一个方向上不同量的平移。最终得到如图 2-12 所示的整形后的输出图案。JOLD 等大多数公司提供的产品里使用的都是梯形镜。

5. 双反射镜整形技术 (two mirror beam shaping technique)

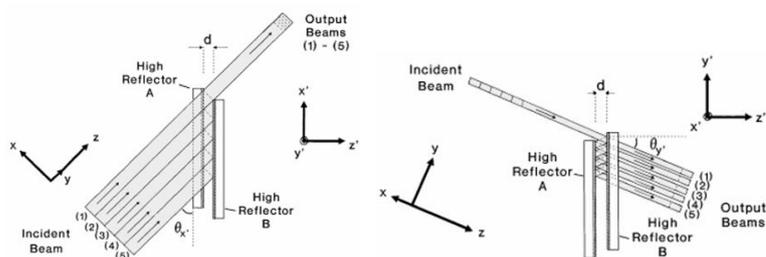


图 2-13 双平面镜光束整形装置

英国南安普敦大学 (University of Southampton) 光电研究中心的 W. A. Clarkson 和 D. C. Janna^[27] 等人提出了采用两个高反平面镜来实现快慢两个方向上光束质量因子的均衡，而亮度只略微降低。它将光束按镜间错位距离分割，分段重排，加工和调整都比较简便。

其工作原理如图 2-13 所示，把两高反射率的镜子平行放置，相距为 d ，且在 x' 和 y' 方向上相互错开一些，这样每个镜子都有分未被对方挡住而形成了光束整形的入射和出射孔。该整形器实验上就是将入射光束分割成子光束并改变子光束的方向和位置使它们互相重叠出射。这种方法简单、方便、实用，适合于任何正交方向上光束质量因子相差很大的非衍射极限的光束整形。能有效地除掉 LDA 两个相邻节之间的死区，可以提高亮度。

以上只是简要介绍了几种常见的 LD 整形方法，其他还有不少整形方法^{[28], [29], [30], [31], [32], [33]}不能在此详述。随着相关应用技术的发展，LD 整形技术也会日益丰富和成熟。

2.4.2 包层泵浦耦合技术

双包层光纤的发明，为提高光纤激光器的入纤泵浦功率提供了途径，大大提高了单模激光的输出功率，不久前英国 Southampton photonics 宣布已实现单根掺 Yb 双包层光纤 1.36kW 的单模激光输出^[34]。为了大幅度提高光纤激光器的输出功率，近来有人提出光纤集中泵浦的所谓任意形状光纤激光器，日本电子通讯大学激光研究所 Ueda 等人采用盘状光纤激光器已获得 2KW 以上的输出功

率^[35]。

1. 端面泵浦

1) 传统光学透镜直接耦合

透镜直接端面耦合泵浦光^{[36], [37], [38], [39], [40]}的方法是目前实验室较为常见的泵浦方法,如图 2-14 所示。从大功率多模 LD 输出的光束经透镜耦合泵入双包层光纤的内包层。一般说来从准直透镜 L_1 输出的光束类似高斯分布,也具有一个束腰,当尾纤输出端(可视为束腰位置)位于透镜物方焦面上时,经透镜变换后的束腰位于像方焦面上,此时准直效果好。对于聚焦透镜 L_2 ,要求其具有短焦距和大数值孔径,要与 L_1 及 DCF 匹配,同时还应该很好地校正轴上球差,否则可能会导致束腰光斑增大,影响聚焦效果。因此聚焦透镜常采用高倍显微镜和非球面透镜。

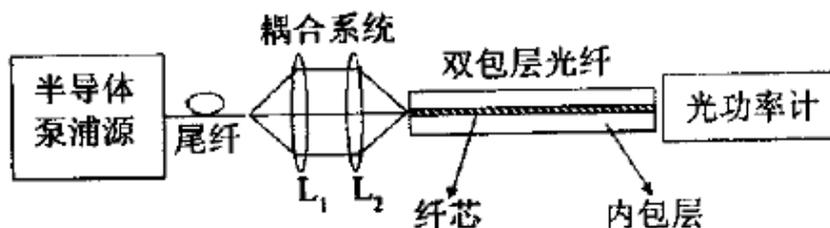


图 2-14 透镜组端面耦合

我们课题组目前就使用这种结构,利用非球面镜聚焦可有效地减小球差,缩小聚焦光斑的大小,进一步提高入纤泵浦功率。采用端面泵浦的方法,可获得高功率的激光输出,但由于稳定性较差,不能实现全光纤化,商品用光纤激光器一般不采用此类方法。

2) 光纤端面熔接耦合



图 2-15 光纤熔接机

采用带尾纤输出的大功率 LD，尾纤与双包层光纤的一端熔接起来，在熔接处双包层光纤的纤芯上可以刻写光纤 Bragg 光栅，这种双包层光纤的纤芯须具有光敏性。这种方法构成了所谓全光纤双包层光纤激光器，其结构牢固，输出功率一般为数瓦至数十瓦，可作商用激光器。然而作为泵浦源大功率 LD 列阵须用半导体制冷，所发出的激光需要经过光束整形、准直、非球面镜聚焦耦合到直径为几百微米的光纤中，因此整机体积较大，构造复杂，成本较高。现在各种光纤熔接机的品种比较齐全，我们室所用的熔接机与图 2-15 所示类似。

3) 熔锥端面泵浦

为了克服大功率 LD 端面泵浦中必须对泵浦源进行制冷的不利因素，人们探索了一种采用若干个单管小功率尾纤输出 LD 端面集中耦合泵浦的方法。把几十根尾纤拧在一起熔融拉锥，然后在锥体的中间切断，再熔接到双包层光纤上，如图 2-16 所示。

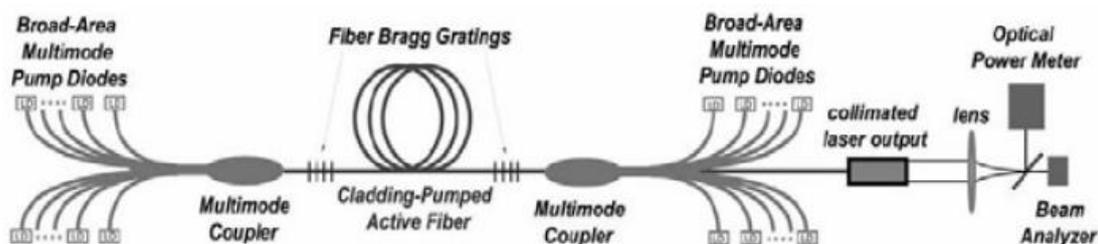


图 2-16 小功率 LD 光纤端面耦合

由于采用了小功率 LD，不需半导体制冷，只需简单风冷，这种泵浦方法可制成体积小、重量轻、结构坚固、稳定性好的光纤激光器。该泵浦方法非常有利于泵浦光功率的扩展，美国 IPG Photonics 公司采用这种泵浦技术^[41]，输出几百至几千瓦功率的产品已有出售。

2. 侧面泵浦

前面叙述的端面泵浦方法简单而且耦合效率高，但是由于利用两个端面将泵浦光注入光纤，因此限制了入射进入光纤中的最大泵浦光功率。另外因为耦合占用端面，这样双包层光纤不能同其他光纤直接再熔接，给使用带来不便。侧面泵浦技术克服了端面耦合技术的缺点，将光纤的端面解放出来。

1) V 形槽技术

图 2-17 是 V 形槽侧面泵浦耦合结构示意图，该技术先将双包层光纤外包层去除一小段，然后在裸露的内包层上蚀刻或磨抛出一个 V 形槽，槽的一个斜面用作反射面，也可将两个面都用于反射。泵浦光由半导体激光器经微透镜耦合，使泵浦光在 V 槽的侧面汇聚，经过侧面反射后改变方向进入双包层光纤内包层，从而沿着光纤传输^{[42], [43], [44]}。

为了提高耦合效率，V 槽侧面的面型要求能够对泵浦光全反，此外，还需在泵浦光入射的内包层一侧增加一层衬底，衬底材料的折射率应该与光纤内包层折射率相近，并且可以加镀增透镜。

双包层光纤的内包层有较大的几何尺寸，因此 V 形槽的制作可以不伤及掺杂纤芯。V 形槽侧面泵浦的优点是耦合效率高，但 V 形槽的制作难度较大，而且会影响光纤的机械性能，V 形槽不宜在双包层光纤的多个部位刻蚀，只能位于两端，否则会影响泵浦光在其中的传输，这种方法不适宜对双包层光纤进行多点抽运。

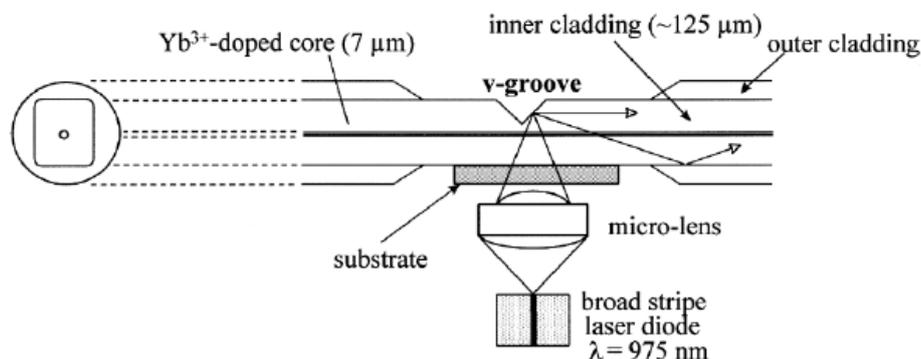


图 2-17V 形槽侧面耦合

2) 微型棱镜耦合技术

微型棱镜耦合技术是一种耦合效率很高的光纤侧面耦合技术，它克服了 V 型槽技术需要在光纤内包层上刻一深槽的缺点，工艺较为简单，不会对光纤造成严重的损伤，提高了光纤的机械强度。

如图 2-18 所示，在双包层光纤的某个部位剥去其涂敷层和外包层露出内包层，用光学胶把一个微型直角棱镜固定在内包层的一侧平面上，光学胶的折射率与石英的折射率相近^[45]。这种方法可以在双包层光纤上进行多点泵浦，但微棱镜的尺寸太小，其加工难度较大，二极管泵浦激光还要通过透镜或非球面镜聚焦到微棱镜上，整个耦合系统较为复杂。而且由于棱镜与内包层之间的光学胶所能承受的光功率的限制，单个微棱镜能耦合的功率在瓦级水平。

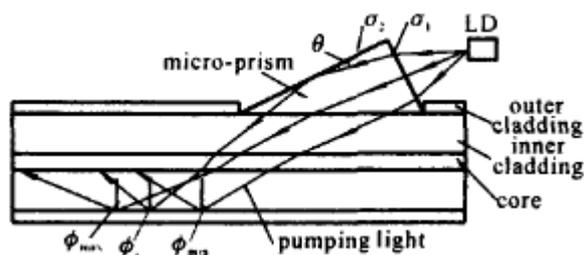


图 2-18 微棱镜侧面耦合

3) 光纤侧面胶合泵浦

与微棱镜侧面耦合泵浦方法相似，把一根磨抛成一定角度的光纤端面用折射率相近的光学胶胶合在双包层光纤的内包层上^{[46][47]}，如图 2-19 所示，可以获得高的耦合效率，进行多点抽运，但光纤端面的角度磨抛较为困难。

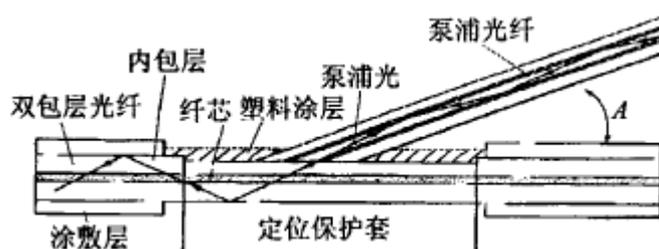


图 2-19 光纤端面磨抛侧面胶合

4) 内嵌反射镜技术

嵌入反射镜式泵浦耦合方式是在 V 槽侧面泵浦耦合方式上的改进^[48]，其原理如图 2-20 所示。首先将双包层光纤的外包层去除一小部分，然后在内包层上刻蚀出一个小槽，槽的深度足够放入用来反射泵浦光的嵌入式微型反射镜。嵌入的微反射镜的反射面可以是平面或者是根据优化设计的曲面，为了得到高的耦合效率，其反射面事先镀上了高反射率的膜层，入射面镀了对泵浦光的增透膜。该技术用光学胶将嵌入微型反射镜的出射面和光纤内包层粘接固定，同时光学胶还作为折射率匹配介质用来降低界面的反射损耗。

采用内嵌反射镜侧面抽运的方法具有高耦合效率、低成本、简单易行等优点。避免了 V 形槽侧面泵浦耦合要求利用侧面作为反光面的方式，因此对于槽的加工要求大降低，但是仍要保证槽深不能破坏纤芯。

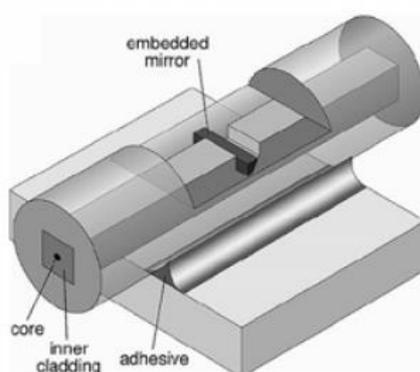


图 2-20 内嵌反射镜侧面耦合

2.4.3 模式控制及谱线压缩技术

1. 通过模式控制获得单横模光纤激光器

1) 拉锥法模式选择

考虑到光纤端面的激光损伤和光纤中的非线性效应，单根双包层光纤要实现几百瓦甚至近千瓦级的功率输出，就要突破单模光纤的限制，而采用纤芯较粗的多模双包层光纤。由于光纤本身不是单模的，因此在纤芯中的参与激光振荡模式很多，导致光纤激光不是单模激光，而是多模输出，光束质量较差。因而采用多模粗芯双包层光纤如何获得单模激光输出，是高功率光纤激光研究的一个重点内容。目前，已有几个研究小组提出了粗芯双包层光纤的抑制高阶模、实现基横模激光振荡或放大输出的方法。

1999 年英国 Southampton 大学的 J. A. Alvarez-Chavez 等人将粗芯的双包层光纤进行拉锥^[49]，如图 2-5，由于纤芯横截面相应变小，使得在拉锥区域的纤芯接近满足单模条件，从而使得高阶模的损耗增大，而基横模 LP_{01} 的损耗最小，得到高光束质量的激光输出。

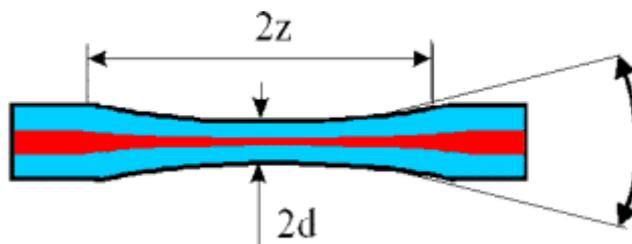


图 2-21 双包层光纤拉锥模式选择

2) 弯曲法模式选择

美国 Livermore 实验室的 D. A. V. Kliner 小组提出了一种基于光纤宏弯损耗的模式选择技术，实现了多模双包层光纤的单模激光振荡或放大输出^[50]。图 2-22 是实验装置示意图，宏弯损耗是由于光纤轴线的弯曲产生的，理论上的分析是以弯曲光纤相应求解亥姆霍兹方程为基础的，对厚片波导的方程解说明当弯曲半径超过某个临界值后，电磁场为振荡的；当弯曲半径小于临界值时，电磁场就发生指数级的衰减。特别是宏弯损耗与光纤中的模式有关，当光纤弯曲时，高阶模最先消失，因此可以将光纤弯曲为一定的半径，使基横模 LP_{01} 基本上不受影响，但是 LP_{11} 及以上的高阶模却发生较大的损耗^[51]。由图 2-23 可知，对于芯径 $50\text{--}100\ \mu\text{m}$ （对应 V 值 $12\text{--}24$ ）的光纤来说，在保证 LP_{01} 模的弯曲损耗可以接受的情况下，能够实现对外阶模 $>10\text{dB}$ 的抑制。

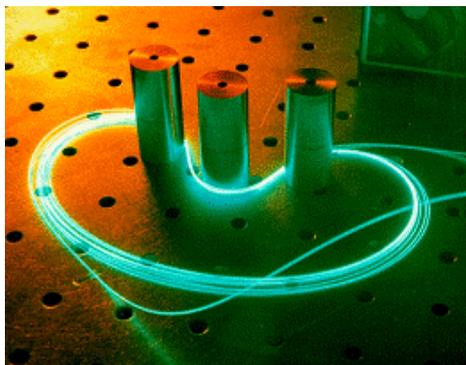


图 2-22 基于宏弯损耗的模式选择实验图

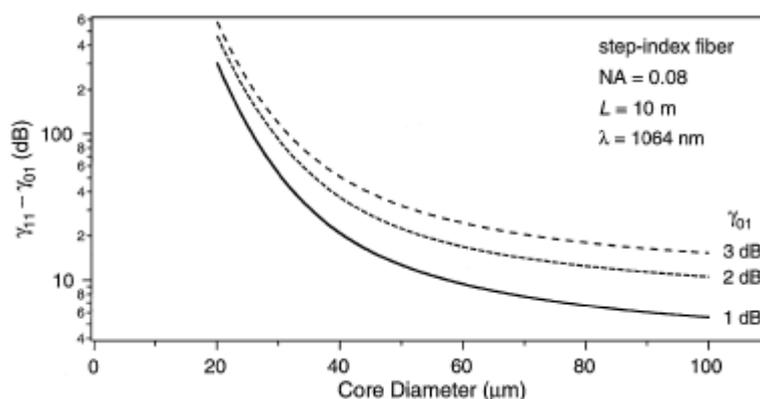


图 2-23 LP_{01} 模损耗一定时, LP_{11} 模的相对损耗与宏弯半径的关系

2. 通过线宽压缩获得单纵模光纤激光器

在光纤激光器工作时可以通过一些波长选择器件来确定或调整工作波长，这些波长选择装置可以限制增益谱内起振的纵模数，从而只能让满足特定条件的少数几个频率的激光起振，这就是线宽压缩（line-narrowd）激光器，如果这种限制频率的作用非常强，只让一个纵模振荡，就成为单纵模激光器或单频激光器(single-frequency)，输出光将具有极高的时间相干性，有很高的实用价值。下面给出几种获得单频激光器的常用方法。

1) 使用 Bragg 光栅

Ball 等人首次用写入 Bragg 光栅的方法实现了掺 Er 光纤的单频输出^[52]，他们在 50cm 长的光纤的两端，写上 1.25cm 长的 Bragg 光栅，反射比为 72 和

80%，用 980nm 泵浦，得到与 Bragg 波长一致的 1548nm 单频输出，线宽为 47kHz。Bragg 光栅是一种具有极窄的反射带宽（通常 $<0.5\text{nm}$ ）的光学元件，在压缩线宽中起重要作用。光栅反射比的中间波长由光栅周期决定，反射比带宽由光栅长度决定。可以用腐蚀的方法在抛光处理的光纤纤芯处刻出 Bragg 结构，如果光纤具有光敏性，也可以用紫外光写入的方法制作 Bragg 光栅。

2) 使用饱和吸收体

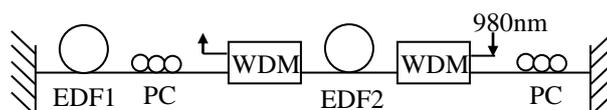


图 2-24 饱和吸收体结构的光纤激光器

Horowitz 等采取在激光腔中加入饱和吸收体来抑制跳模，与在放大介质中不同，发生在饱和吸收介质内的烧孔现象是有利于单模运转的。如图 2-24 所示，EDF2 是增益介质，用 980nm 激光泵浦，EDF1 是饱和吸收介质，是未泵浦的，偏振控制器的作用是使反向传播的两束光的偏振态在 EDF2 中是垂直的（不发生空间烧孔），而在 EDF1 中是平行的（发生空间烧孔）^[53]。

中国科学院上海光机所，采用类似的连接方式，用一段掺 Yb^{3+} 光纤作为吸收体，获得了波长 1055nm，3dB 带宽小于 0.07nm 的窄线宽激光输出。对未抽运掺杂光纤吸收体在掺 Yb^{3+} 窄线宽光纤激光器中的作用进行了较为详细的研究^[54]。安徽大学用环形腔结构实现了掺 Er^{3+} 33nm 可调，线宽 2.35KHz 的单频输出^[55]。

3) 使用复合腔结构

使用复合腔也可以选出单纵模。只要适当选择子腔长度，就可以使复合腔的频率间隔足够大，当与增益线宽相比拟时，即可实现单纵模运转，如图 2-25 所示。复合腔的形式很多，Michelson 腔，Fox-Smith 腔等结构也可以看作是复合腔。

为了选出单一纵模，多种线宽压缩方法可以混使用，文献^[56]对各种方法作了详细论述和对比。

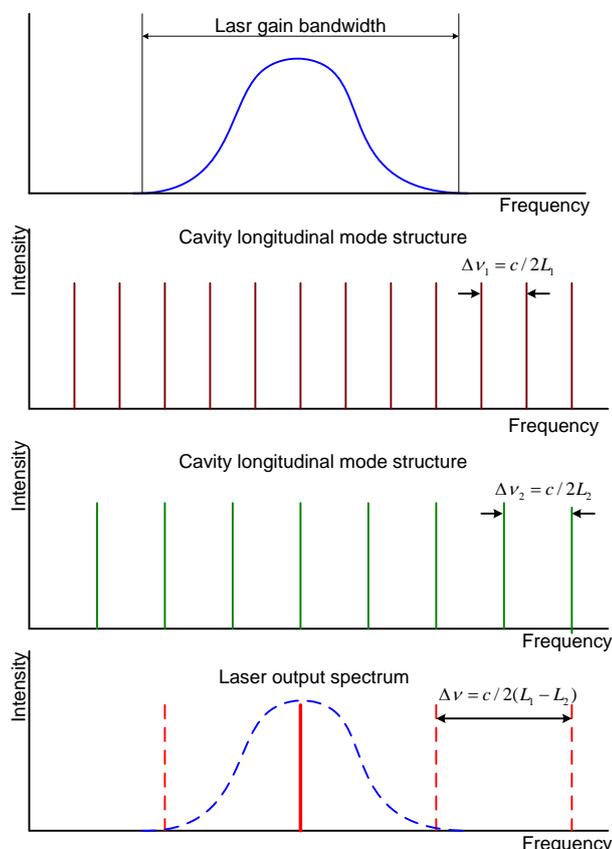


图 2-25 复合腔选模原理图

2.4.4 其他关键技术

1. 特种光纤控制技术

全光纤激光器需要使用双包层有源光纤、双包层光敏光纤、能量传输光纤等多种特种光纤，随着输出功率的不断提高，对特种光纤的技术要求也越来越高，因此，特种光纤的发展将在光纤激光器的发展中扮演重要角色。以光子晶体光纤为代表的新一代特种光纤会在光纤激光器的发展中逐步得到应用。特种光纤的发展，将使有源光纤的增益更高、承受的功率密度更大、对泵浦光的吸收更有效；将使光栅的制作更容易、光栅的稳定性更好、使光栅在光纤激光器中的用途更广泛；将使能量传输光纤能够传输更高的功率，能够将高功率激光传送更远的距离，能够传输的波长范围不断拓展；将使泵浦耦合更加容易实现，能承受的泵浦功率更高，损耗更小等等。

2. 半导体泵浦激光器技术

半导体泵浦激光器是光纤激光器的关键器件，对光纤激光器的可靠性、寿命和制作成本等影响至关重要，发展单条宽发光区长寿命半导体泵浦激光器已经成为光纤激光器用半导体泵浦激光器的一种趋势，不断提高单个激光器的输出功率、不断降低成本和进一步提高可靠性是重点，其中改进和创新封装结构应该是核心工作，因为目前封装成本所占比重还很高。

3. 光纤光栅技术

光纤光栅在全光纤激光器中，目前的作用是反射纤芯中的信号激光器形成谐振腔，不过，随着光纤激光器技术的进一步发展，光纤光栅在光纤激光器中会有新的用途，从而对光纤光栅的制作技术提出新的挑战，其中值得关注的方向之一，是在大芯径多模光纤上制作高质量的光纤光栅。

4. 光纤激光器整机技术

全光纤激光器的整机设计和制作所涉及的知识、内容、技术、工艺、经验和 Know How 较多，是全光纤激光器设计和制作最核心、最关键的技术，尤其在新型大功率全光纤激光器的发展历史还相当短暂的今天，还有大量开创性的工作需要进行。进行全光纤激光器的整机设计和制作，不但需要面向应用进行合理设计，而且肩负着整机结构和方案的改进创新重任、肩负着各重要部件和关键技术的改进和创新重任。目前在世界范围内，进行光纤激光器整机设计和制作的厂家均在创新上有大量的投入。

参考文献

-
- [1] Brian J.Thompson, Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, Marcel Dekker,Inc.,2001,p18
 - [2] R.M.Etzel, H W.Gandy, R.J. Ginther. Stimulated emission of infrared Radiation from ytterbium-activated silicate glass. Appl opt, 1962, (1):534-536.
 - [3] D. C. Hanna, R.M. Rercival, Perry 1R, etc. An Ytterbium-doped monomode fiber laser: broadly tunable operation from 1.01um to 1.162um and three-level operation at 974 nm. Journal of Modern Optics, 1990, 37(4):517-525.
 - [4] J. C. Machechnie, W. L. Barnes, D. C. Hanna, and J. E. Townsend. High power ytterbium-doped fiber laser operation in the 1.12um. Electronics Letters, 1993, 29: 52-53
 - [5] R.Paschotta, J.Nilsson, P.R.Barber et al., "Lifetime quenching in Yb-doped fibers", Optics Communication,136,pp.375~378, 1997

- [6] H.M.Pask, Robert J.Carman, David C.Hanna, et al., Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μ m region, IEEE Journal of Selected topics in Quantum Elec., Vol.1, pp.1~13, 1995
- [7] J. Y Allain, M. Monerie, H. Poignant. Ytterbium-doped fiber laser operating at 1.02 μ m, Electronics Letters, 1992, 28(11):988-989.
- [8] 宁鼎, 傅成鹏, 丁雷等, “掺 Yb³⁺双包层光纤激光器的实验研究”, 光子学报, Vol.30, No.4, pp442-445, 2001
- [9] E.Snitzer, H.Po, F.Hakima, R.Tumminelli et al., Proc.Conf. Optical Fiber Sensors, Postdeadline Paper PD5, 1988
- [10] Patrick Even, David Pureur, High power double clad fiber lasers: a review, Proceedings of SPIE, 4638, 2002, P1~12
- [11] T.Georges., Analytic modeling of high-gain erbium doped fiber amplifiers, Optics Letters, 1992, 17(16):1113~1115
- [12] I.kelson and A.A.Hardy, IEEE J.quantum electronics, 34, 1570(1998)
- [13] 武自录, 陈国夫, 王贤华, 王屹山, 赵尚弘, 任友来, 赵卫, 侯洵, 掺 Yb 双包层光纤激光器的数值分析, 光子学报, 2002, 31 (2), 332-336
- [14] J.R.Leger, D.Chen, and Z.Wang, “Diffractive optical element for mode shaping of a Nd:YAG laser”, Opt. Lett., 19, pp.108-110, 1994
- [15] C.C.Aleksoff, K.K.Ellis, and B.D.Neagle, “Holographic conversion of a Gaussian beam to a near-field uniform beam”, Opt. Eng., 30, pp.537-543, 1991
- [16] M.Duparre, M.A.Golub, B.Ludge et al., “Investigation of computer-generated diffractive beam shapers for flattening of single-modal CO₂ laser beams”, Appl. Opt., 32, pp.2489-2497, 1995
- [17] F.S.Roux, “Intensity distribution transformation for rotationally symmetric beam shaping”, Opt. Eng., pp.529-536, 1991
- [18] X.Tan, B.-Y Gu, and B.-Z Dong, “Diffractive phase elements for beam shaping: a new design method”, Appl. Opt., 34, pp.1314-1320, 1995
- [19] P.H.Malyak, “Two-mirror unobscured optical system for reshaping the irradiance distribution of a laser beam”, Appl. Opt., 31, pp.4376-4383, 1992
- [20] T.Dresel, M.Beyerlein, and J.Schwider, “Design and fabrication of computer-generated beam-shaping holograms”, Appl. Opt., 35, pp.4615-4621, 1996
- [21] 王之江, 半导体泵浦固体激光进展, 中科院上海光机所文献, 2002.10
- [22] Th.Graf, and J.E.Balmer, “High-power Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar”, Opt. Lett., Vol.18, No.16, pp.1317-1319, 1993
- [23] H.Zbinden, and J.E.Balmer, “Q-switched Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar”, Opt. Lett., Vol.15, No.18, pp.1014-1016, 1990
- [24] Yushi Takenaka, Lalit B.Sharma, Keisuke Furuta et al., “Novel circular-beam equalizing techniques that use graded-inner fiber optics for a high-power laser diode, Applied Optics”, Vol.41, no.33, pp.7025-7030, 2002
- [25] B.ehlers, K.Du, M.Baumann et al., “Beam shaping and fiber coupling of

- high-power diode laser arrays”, SPIE Vol.3097,pp.639-644, 1997
- [26] 伍德勇, 高松信, 吕文强等, “高功率线阵半导体激光器光纤耦合实验研究”, 中国激光, Vol.31,Suppl., pp.76-78, 2004
- [27] W.A.Clarkson and D.C.Hanna, “Two-mirror beam-shaping technique for high-power diode bars, Optics Letters”, Vol.21, No.6, pp.375-377,1996
- [28] Andreas Schilling, Hans Peter, Laurent Stauffer et al., “Efficient beam shaping of linear, high-power diode lasers by use of micro-optics”, Applied Optics, Vol.40, No.32, pp.5852-5859
- [29] C.Kopp, L.Ravel and P.Meyrueis, “Efficient beamshaper homogenizer design combining diffractive optical elements, microlens array and random phase plate”, J.Opt.A 1,pp.398-403,1999
- [30] Satoshi Yamaguchi, Tetsuro Kobayashi, Yoshimasa Satio et al., “Collimation of emissions from a high-power multistriple laser-diode bar with multiprism array coupling and focusing to a small spot, Optics Letters”, Vol.20,No.8,pp.898-900, 1995
- [31] P.Ehbets, H.P.Herzig, R.Damdliker et al., “Beam shaping of high-power laser diode arrays by continuous surface-relief elements”, J.Mod.Opt., 40, pp.637-645, 1993
- [32] S.Sinzinger,K.-H.Brenner, J.Moisel et al., “Astigmatic gradient-index elements for laser-diode collimation and beam shaping”, Appl. Opt.,Vol.34,No.29, pp.6626-6632, 1995
- [33] J.R.Leger and W.C.Goltsos, “Geometric transformation of linear diode-laser arrays for longitudinal pumping of solid state lasers”, IEEE J.Quantum Electron. 28, pp.1088-1100,1992
- [34] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," Opt. Express 12, 6088-6092 (2004)
- [35] Ken-ichi Ueda, Hiroshi Sekiguchi, Hirofumi Kan, “1 kW CW Output from Fiber-Embedded Disk Lasers”, Lasers and Electro-Optics, 2002 CLEO, Technical Digest, Vol.2, Pages:CPDC4-1~ CPDC4-2
- [36] Ch.Ghisler, W.Luthy, H.P.Weber, “Cladding-pumping of a Tm³⁺:Ho³⁺ silica fiber laser”, Optics Communications, 132,pp.472-478, 1996
- [37] J.K.Sahu, Y.Jeong, D.J.Richardson et al., A 103 W erbium-ytterbium co-doped large-core fiber laser”, Opt. Comm., 227,pp.159-163
- [38] V.Dominic, S.MacCormack, R.Waarts et al., “110 W fiber laser”,Electron. Lett., 35,p1158,1999
- [39] J.Limpert, S.Hofer, A.Liem et al., “100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier”, Applied Physics B, 75,pp.477-479,2002
- [40] J.K.Sahu, Y.Jeong, D.J.Richardson et al., “A 103 W erbium-ytterbium co-doped large-core fiber laser”, Opt. Comm., 227,pp.159-163,2003
- [41] 杜卫冲, “IPG 高功率光纤激光器”, 激光与光电子学进展, Vol.39, No.10, pp.36-40, 2002

- [42] J.P.Koplow, L.Goldberg, and D.A.kliner, “Compact 1-W Yb-doped double-cladding fiber amplifier using V-groove side-pumping”, IEEE Photon. Tech. Lett., 10, pp.793-795, 1998
- [43] Lew Goldberg and Jeffrey P.Koplow, “Highly efficient 4-W Yb-doped fiber amplifier pumped by a broad-stripe laser diode”, Opt. Lett., Vol.24, No.10, pp.673-675, 1999
- [44] Lew Goldberg, Jeffrey P.Koplow, and Robert P.Moeller, “High-power superfluorescent source with a side-pumped Yb-doped double-cladding fiber”, Opt. Lett., Vol.23, No.13, pp.1037-1039, 1998
- [45] Th.Weber, W.Luthy, H.P.Weber et al., “A longitudinal and side-pumped single transverse mode double-clad fiber laser with a special silicone coating”, Opt. Comm.,115,pp.99-104,1995
- [46] Jianqiu Xu, Junhua Lu, G.Kumar et al., “A non-fused fiber coupler for side-pumping of double-clad fiber lasers”, Opt. Comm., 220,pp.389-395
- [47] Jianqiu Xu, Junhua Lu, Jianren Lu et al., “Side-pumping of double clad fiber laser with a non-fusional fiber coupler”, Proc. of SPIE, Vol.4594, pp.271-275,2001
- [48] Pan Ou, Ping Yan, Mali Gong et al., “Studies of pump light leakage out of couplers for multi-coupler side-pumped Yb-doped double-clad fiber lasers”, Opt. Comm., 239,pp.421-428,2004
- [49] J. A. Alvarez-Chavez, A. B.Grudinin, J. Nilsson, P. W. Turner, and W. A. Clarkson, “Mode selection in high power cladding pumped fibre lasers with tapered section,” in Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics 1999, Baltimore, USA, May 23-28, 1999, paper CWE7
- [50] J.P.Koplow,D.A.V.Kliner and L.Goldberg.,Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier.Optics Letters,2000,25(7):442~444
- [51]徐公权, 段鲲, 廖光裕等译, Djafar K.Mynbaev and Lowell L.Scheiner 著, 光纤通信技术 (第一版), 机械工业出版社, 北京, 2002
- [52]G.A.Ball,W.W.Morey,W.H.Glenn. IEEE Photon.technol.Lett, 1991,3:613
- [53]M.Horowita,R.Daisy,B.Fischer,et al.Electron.Let. 1994,30:648
- [54]陈柏、陈兰荣, 李学春等, 未抽运掺杂光纤在掺 Y b 3+窄线宽光纤激光器中的作用, 中国激光, 2001, A28(5): 399
- [55]杨青, 俞本立, 甄胜来等, 可调谐掺铒光纤环形腔单纵模激光器, 安徽大学学报(自然科学版), 2003,27(2):49
- [56] 薛冬, 楼祺洪, 周军, 叶震寰, 孔令峰, 窄线宽光纤激光器进展, 激光与光电子学进展, 2004, May, 41(5) 31-35

3 双包层光纤国产化研究

3.1 我国光纤激光器产业化发展现状分析^[1]

我国商用光纤激光器目前全部依赖进口，原因是我们还没有实现光纤激光器的商品化和产业化。

前文已经提到了发展全光纤激光器需要几个关键技术，这些关键技术都与光纤技术密切相关，准确的说，是与能量光纤技术密切相关。能量光纤技术是以信号光纤技术为基础发展起来的，而信号光纤技术主要是为光纤通信服务的，因此，能量激光和光通信这两个技术领域通过光纤这种特殊的媒质联系起来，使从事光纤和光纤器件研制和生产的单位能够深入地介入这两个技术领域并成为其核心力量。在光通信走入低谷的时候，适逢光纤激光器取得历史性突破之时，国外许多从事光通信光纤器件研制生产的单位开始转向能量光纤器件的研制和开发，以寻求新的发展机遇、拓展生存空间。这些投入能量光纤激光器开发的单位目前已经成为光纤激光器发展的重要力量，为发展新型全光纤激光器作出了巨大贡献。

我国进行光纤器件生产和开发的单位虽然非常多，但总体技术水平较弱，在光通信走入低谷的时候，相关单位基本上只能选择在本行业苦苦支撑或关闭生产线两种方式，无力投入巨大资源进行能量光纤器件的研制和开发，所以，当全光纤激光器飞速发展对能量光纤器件提出迫切需求的时候，我国在这方面基本上还是一片空白。对于我国最早从事光纤激光器研制的单位来说，面对国内的这种局面，发展全光纤激光器基本上没有基础可言。而全光纤结构方案更加符合光纤激光器发展的本质规律，在世界范围内，全光纤激光器成为主流方案有其必然性。

全光纤激光器需要能量激光器技术与光纤技术有机结合起来，从某种程度上来说，光纤技术在光纤激光器的发展中所占的比重很大，因此，能量激光技术和能量光纤技术是光纤激光器发展不可或缺的两条腿。目前，我国从事光纤器件研制和生产的单位仍然主要集中在光纤通信的产业链条之中，涉足能量激光技术的很少，这是我国光纤激光器发展面临的巨大问题。

本文希望我国从事光纤器件研制和生产的单位突破行业界限，关注光纤激光器的发展，积极参与新型能量光纤器件的研制开发，为我国光纤激光器国产化和产业化作出贡献。应该看到，新型大功率全光纤激光器具有广阔的市场，发展能量型光纤器件，对于光纤器件研制生产单位是大有作为的。还应该看到，国外光纤激光器取得突飞猛进的发展也是最近几年的事情，尽管我国目前与国

外的水平差距很大，但是落后的时间并不长，只要我国光纤器件的研制生产单位积极开展相关产品的研制开发工作，我们是能够在光纤激光器的研制生产方面站在国际前列的。

我国光纤激光器的发展与国际先进水平相比，差距较大，但我们已经起步，北京光电技术研究所，中科院上海光机所等科研单位已经迈出了我国光纤激光器实用化和产业化的关键一步。

3.2 内包层结构的设计

由以上光纤激光器产业化分析可知，实现光纤激光器国产化和产业化的关键在于研制适合高功率运作的新型光纤，设计具有独立产权的双包层光纤是时下重要任务。

3.2.1 内包层结构与入纤泵浦功率的关系

双包层光纤的内包层由纯石英构成，是泵浦光的传输波导，所以要求外包层的折射率 n_2 应低于石英的折射率 n_1 ，一般是选择低折射率的透明聚合物材料，并在拉制光纤时均匀地涂覆在内包层上。对于外包层的涂覆材料，除了折射率应比石英低以外，还应在泵浦波段有尽可能小的吸收，以减少泵浦光在内包层中传播时的损耗。

由几何光学可知，内包层数值孔径为：

$$NA_1 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.1)$$

对于横截面积为 S_{clad} 的双包层光纤，若泵浦光的亮度用 B ($W/cm^2 \cdot ster$) 表示，内包层中可以传输的泵浦光功率 P_T 可表示为，

$$P_T = 4B \cdot S_{clad} NA_1^2 \quad (3.2)$$

可见对于一定的泵浦光亮度，增大内包层尺寸 S_{clad} 和数值孔径 NA_1 （即增大内外包层折射率差）有利于更大的泵浦光功率的传输，特别是增大 NA_1 ，内包层的可传输功率将以平方增加。考虑到实际工艺水平和应用的方便，常用的外包层涂覆材料有硅树脂(Silicone)和氟塑料，对应内包层的 NA_1 分别 0.37 和 0.47 左右；也可以选用折射率更低的 Teflon AF，对应内包层的 NA_1 可达 0.6 左右^[2]。虽然 NA_1 越大内包层可传输的泵浦功率越高，但是由于泵浦光在内包层中全反射时倏逝波的存在，涂覆层对其也会有一定的吸收，导致泵浦光中高 NA 模式的损耗大于低 NA 模式的损耗。因而在端面泵浦光纤激光的实验中，泵浦光的聚焦数值孔径应略小于 NA_1 ，才可实现比较好的耦合效率。

为了提高内包层的可传输泵浦功率，降低对泵浦光亮度和聚焦的要求，还

应适当增大内包层的横截面积，并考虑到纤芯和内包层的面积比对泵浦吸收的影响，通常应在 $100\sim 1000\ \mu\text{m}$ 左右，如果面积过大，即使是高掺杂浓度所需要的光纤也会相当长。现在双包层光纤内包层的尺寸一般都大于 $100\ \mu\text{m}$ ，应用于高功率光纤激光器的内包层尺寸已达 $650\ \mu\text{m}$ 。

为了提高内包层数值孔径，并且克服聚合物涂覆的缺点，提出空气包层光纤 (Air-cladding fiber) 技术，这种光纤内包层的 NA 可达 $0.8^{[3]}$ ，有利于高功率泵浦光的传输。目前采用空气包层和光子晶体光纤技术，在已经实现了 1.53kW 的激光输出^[4]。

3.2.2 内包层结构对吸收效率的影响

理论和实验的结果均表明，双包层光纤的泵浦吸收不仅与掺稀土浓度和纤芯尺寸（纤芯和内包层面积的比）有关，还与内包层的形状有关，因而，从双包层光纤的发明到现在，已经有不少的文章从理论和实验上进行光纤内包层形状的优化设计^{[5], [6], [7], [8], [9], [10]}，以便提高对泵浦光的吸收效率，达到在同样掺杂浓度和内包层尺寸的情况下，使用较短的光纤就可以获得较高功率输出的目的。

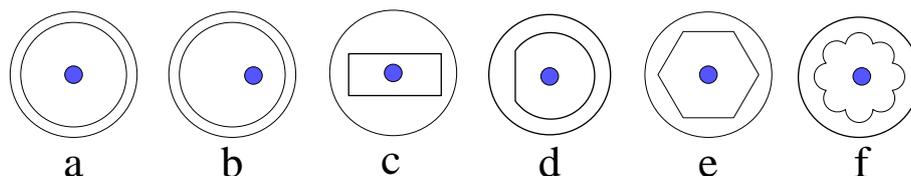


图 3-1 典型的内包层形状

最早提出和实现的是圆形内包层的双包层光纤，掺杂纤芯处于圆形内包层的中心，在这种情况下，由于其完美的对称性，存在大量的螺旋光线，这些光线在内包层中的多次反射却永远也不能到达纤芯区域，从而不可能被纤芯吸收，这样即使采用较长的光纤仍然会有大量的漏光存在，使得转换效率难以提高。解决这一问题的途径之一是保持内包层的圆形形状，但是将掺杂纤芯偏离圆形的中心（称为偏心形）^[11]。这样就可以使更多的泵浦光线进入纤芯区域，提高泵浦吸收效率，但这样做仍然有一些的螺旋光存在，使得泵浦吸收效率难以提高。第二方法是保持纤芯在内包层的中心，但改变内包层的形状。目前人们已经提出了并拉制出 D 形^{[12], [13]}、长方形（包括正方形）^{[14], [15], [16]}、多边形^[17]、梅花瓣形^[18]等内包层形状的双包层光纤，如图 3-1 所示。在这些双包层光纤中，泵浦光线中的螺旋光线减少，从而相对于圆形内包层形状的光纤来说，泵浦吸收效率大大提高。

3.2.3 非稳腔型内包层结构

除内包层的横截面积和数值孔径外，双包层光纤的内包层形状也是影响其

吸收效率的一个至关重要的因素，不同形状的内包层吸收系数也不同，因此要实现高功率光纤激光输出，必须选择较好的光纤结构。D 形、长方形、梅花瓣形等的内包层形状，相对于圆形内包层形状的光纤对泵浦光的吸收效率大大提高。但 D 形、长方形和正方形也存在几种局域模式，光线稳定地在包层中反射而不能进入纤芯，因此设计内包层形状新颖、工艺上能接受的双包层光纤，尽可能地除去光线的一切局域稳定模式，可以使得对泵浦光的吸收效率更高，纤芯同样掺杂浓度的情况下所需的光纤更短。王之江院士基于激光技术中的非稳腔概念提出了“非稳腔形”内包层形状的双包层光纤^[19]，这种新颖内包层形状的双包层光纤更有利于高功率激光输出。

根据泵浦光线在内包层波导中的反射规律，对于不同的内包层形状，泵浦光线在其中的反射特性不同。从而我们可以将光纤包层看作谐振腔，从激光谐振腔理论可知，腔可分为稳定腔与不稳定腔，稳定腔内的模式是稳定的，属于局域模；反之不稳定腔则不存在稳定的模式，亦即不存在局域模。“非稳腔”型内包层光纤则基本不存在局域模，图 3-2。

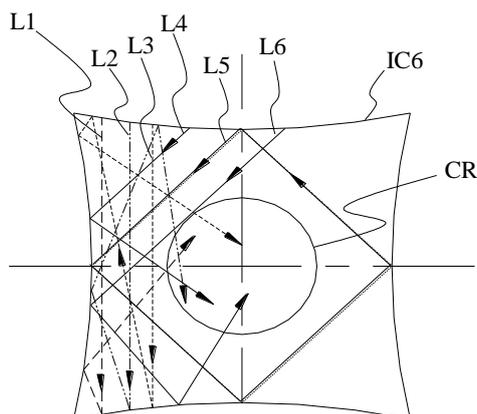


图 3-2 “非稳腔”内包层

我们首先对同一个非稳腔型内包层，但纤芯直径不同的情况进行了分析。对于 $|A| = |B| = |C| = |D| = 300 \mu\text{m}$, $r_a = r_b = r_c = r_d = 250 \mu\text{m}$, $R = 70 \mu\text{m}$ 的上述的新型内包层，分别令纤芯直径为 $2r_0 = 12 \mu\text{m}$ 和 $8 \mu\text{m}$ ，作出经过 N 次反射后入射到纤芯的光线占总光线的百分比相对于反射次数 N 的曲线，图 3-3。从图中可见随着反射次数的增加，被纤芯吸收的泵浦光越来越多，经过 50 次的反射，对于 $12 \mu\text{m}$ 的纤芯，已有 97% 的光入射到纤芯。但由于纤芯直径不同，则纤芯和内包层的面积比不同，不同纤芯大小的泵浦吸收情况也不同。经 50 次反射，对于 $8 \mu\text{m}$ 的纤芯，有 92% 的进入纤芯。但随着反射次数的增加，二者的泵浦吸收情况趋于一致，从图中可见，对于这种新型内包层，经过 100 次反射后，几乎所有的光线都能入射到纤芯中，几乎不存在螺旋光。

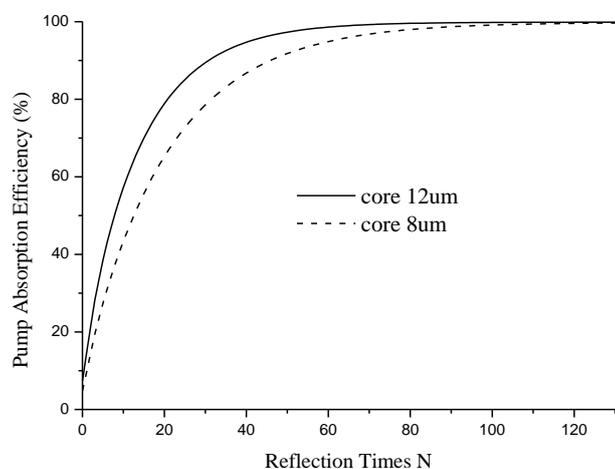


图 3-3 不同纤芯直径新型内包层光纤的泵浦吸收特性

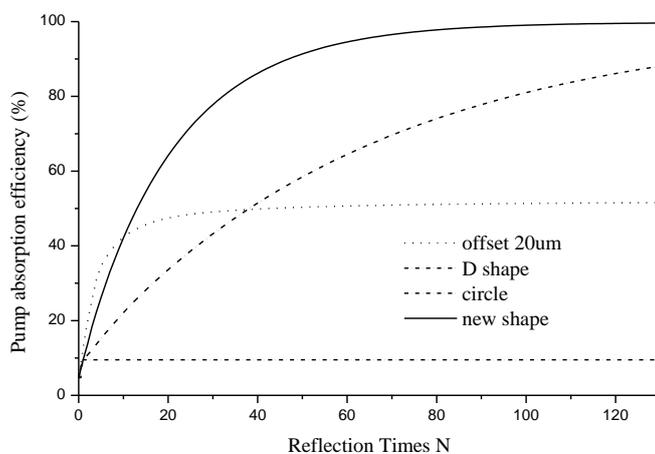


图 3-4 不同内包层形状光纤的泵浦吸收特性比较

对于泵浦面积约为 $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ ，纤芯为 $8\ \mu\text{m}$ 的情况，我们对不同的内包层形状的泵浦吸收也进行了分析计算，结果如图 3-4 所示。可见对于圆形的内包层，仅仅只有近 10% 的光可以被纤芯吸收，其它 90% 光线是内包层中来回反射的螺旋光，形成稳定的局域模，永远也不可能被吸收（当然，我们这里是理想的情况，并未考虑光纤的微弯和宏弯等因素的影响）；将纤芯偏偏离内包层的中心，构成所谓的偏心型双包层光纤，则经 50 次反射后就有 48% 的光进入纤

芯, 比圆形内包层有很好的改善, 但存在高达 50% 的螺旋光; 对于 D 形的内包层,

经 50 次反射后有 58% 的光进入纤芯区域, 随着反射次数的增加仍有光进入纤芯, 反射 100 次后有 80% 的光进入纤芯, 但不论反射次数再增多, 依然有 13% 的泵浦光不可能入射到纤芯区域; 而对于我们新型的内包层, 50 次反射后就有高达 92% 的泵浦光线进入纤芯, 经 100 次反射后约有 99% 的泵浦光进入纤芯, 几乎不存在螺旋光, 也就是说这种非稳腔的内包层形状几乎不存在局域模, 因而可以达到非常高的泵浦吸收效率。

从上述分析可知, 这种新型内包层的双包层光纤更有利于实现高效的泵浦吸收, 从而使得在相同的泵浦功率下, 所用的光纤变短, 这将有利于高功率光纤激光和放大器中非线性效应的降低。

3.3 双包层光纤的制作

将稀土离子掺入光纤纤芯中的方法有多种^[20], 但目前比较成熟和常用的是溶液掺杂法。这种方法可获得掺杂浓度高、杂质分布均匀的高质量有源光纤。我们与武汉邮电科学院特种光纤部合作, 研制出质量优良的 D 型内包层双包层光纤, 实现了双包层光纤的国产化。石英掺镜光纤是产生高功率激光比较理想的选择, 这种光纤的制作大体上分为以下几个步骤。

1. MCVD 法制作反应棒

先按常规工艺沉积隔离层^[21], 然后降低火焰温度至适宜范围沉积 $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5$ 芯层, 使芯层不被烧结, 未烧结的芯层呈不透明的疏松多孔状, 以便于稀土离子的掺杂。

2. 掺杂 Yb 离子

将稀土离子掺杂到预制棒中有多种方法: 溶解法、掺杂体载流子腔法、烧结棒法, 气相轴向沉积法和棒入管法。目前, 采用较多的方法是溶解法^[22]。将内部带有疏松芯层的反应管浸入预先配制好的 YbCl_3 溶液中, 在适宜的温度下, 浸泡至足够时间, 使 Yb 均匀而充分地吸附在疏松芯层中。芯层特有的疏松结构为 Yb 离子提供了极大的吸附表面, 有利于高浓度掺杂。研究表明^[23]: 芯体中稀土离子浓度与溶液中 Yb 离子浓度、溶液温度和浸泡时间有关系。

3. MCVD 工艺脱水成棒

将浸渍稀土离子的反应管用酒精清洗, 以去除表面残留的 YbCl_3 颗粒, 然后重新置于玻璃车床上, 在较低温度下通入高纯 Cl_2 与 O_2 的混合气体进行脱水、干燥。除水程度与气体组成比例、除水温度及除水时间等因素有关。除水过程

结束后,在近 2000 ℃ 下烧结芯层,收缩成透明的光纤预制棒。脱水是降低光纤损耗的关键程序,并且对掺杂光纤来说 OH 的存在还会对荧光寿命有一定的影响。

4. 预制棒的光学加工

双包层光纤的内包层是高功率泵浦光的传输通道,为实现掺杂纤芯对泵浦光的高效吸收,对其截面形状有一定的要求(D 形、矩形等)。因而还需要对圆柱形预制棒进行光学加工,来制成符合设计尺寸和形状的预制棒。一般情况下是通过粗磨、细磨、抛光三个过程,制作出与设计尺寸一致、表面光洁无痕和裂纹的预制棒。

5. 拉制光纤

将加工后的光纤预制棒进行表面酸处理和清洗烘干后,夹持在拉丝塔的石墨电阻炉中加热,在 2100 ℃ 左右的高温下至棒熔融状态,进行拉丝,并由丝径控制仪来进行实时测量和反馈控制炉温、送棒速度和牵引收丝速度,拉制成直径符合要求的裸光纤。拉丝过程中裸光纤一般要两次穿过涂覆装置,首先在内包层外涂覆低折射率的聚合物,以便使内包层形成泵浦光的波导结构,然后在外面再涂上一层保护层,以增强光纤的机械强度和柔韧性,方便使用。

3.4 国产双包层光纤的输出特性

3.4.1 结构特性

双包层光纤是高功率光纤激光器的核心,内包层的横截面积、形状和数值孔径是限制吸收泵浦光功率的主要因素,为了获得适合高功率运转,内包层的数值孔径和横截面积均应较大。为了提高对泵浦光的吸收效率,相继提出并实现了偏心、D 形、长方形、梅花瓣形的双包层光纤^[24]。综合考虑内包层形状对吸收特性的影响和预制棒的制作工艺,D 形内包层双包层光纤通常是比较合适的选择。

从掺杂离子方面来说,相对于掺 Nd 石英光纤,掺 Yb 光纤的泵浦波长(975nm)和激光波长(1.08μm)更为接近,量子亏损小,导致高效率,低热负荷。并且 Yb 能级结构简单,没有激发态吸收或上转换,在高功率泵浦时不会发生效率下降,所以为了产生 1μm 波段的高功率激光输出,双包层光纤最佳掺杂是 Yb 离子。

上海光机所与武汉烽火通信科技股份有限公司合作,采用 MCVD 和特殊的稀土离子掺杂工艺,配合研磨法制作出了 D 形双包层光纤的预制棒。在光纤拉丝过程中,通过双层涂覆工艺,拉制出了具有良好光学和机械性能的掺 Yb 双包

层石英光纤，实现了双包层光纤的国产化。图 3-5 是这种国产双包层光纤的横截面示意图，从图中可见光纤中的 D 形保持很好，紧绕 D 形的是折射率比石英低的涂覆，以便构成泵浦光的波导，最外层是塑料保护层，目的是使光纤具有良好的机械强度和韧性，方便使用。图中部分显示的黑点是掺杂纤芯。从图中可以看出，首次拉制产品的塑料保护层略有些偏心，后来拉制的光纤不再有这样的现象。现在武汉烽火通信科技股份有限公司在特种光纤拉制方面技术已经相当成熟，可以按照客户要求拉制各种规格的光纤。目前我们课题组所用的双包层光纤都是与武汉烽火合作研制的。D 型内包层尺寸从 400/450 μm 到 650/600 μm 不等，数值孔径为 0.37 或 0.46，纤芯尺寸从 11 μm 到 45 μm 不等，数值孔径为 0.08 或 0.16。

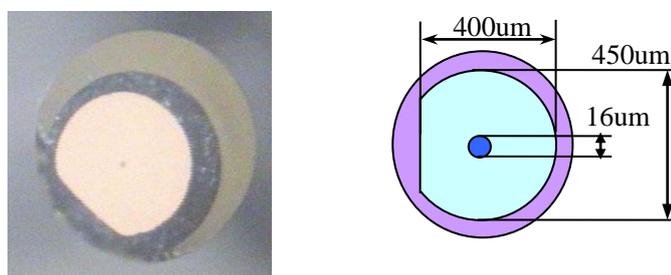


图 3-5 武汉烽火首次拉制的掺镱双包层光纤

我们采用远场光斑法^[25]和 CCD 显微成像法对国产双包层光纤的内包层与纤芯进行了数值孔径和尺寸的测量。D 形内包层的尺寸为 400/450 μm ，数值孔径为 $NA=0.36$ ，可以满足高功率泵浦的要求。圆形纤芯的直径约为 16 μm ，数值孔径约为 $NA_0=0.18$ ，则纤芯的归一化频率为：

$$V = \frac{P}{l} d ? NA_0 \quad 8.2$$

根据光纤激光单模输出的条件 (2.22) 式，可知该光纤属于多模光纤。目前，该公司已经掌握并拉制出单模纤芯的双包层光纤。

3.4.2 荧光特性

利用法国 Jobin-Yvon Spex 公司的荧光光谱仪（型号：TIAx-550）对 6m 国产双包层光纤的荧光光谱和荧光寿命进行了测量，结果如图 3-6 和图 3-7 所示。

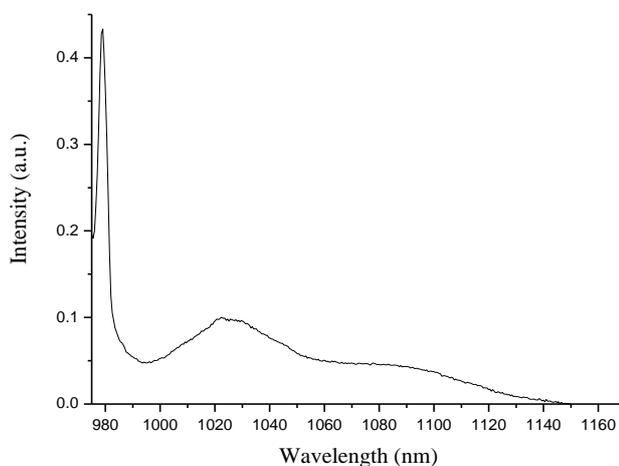


图 3-6 荧光光谱测试曲线

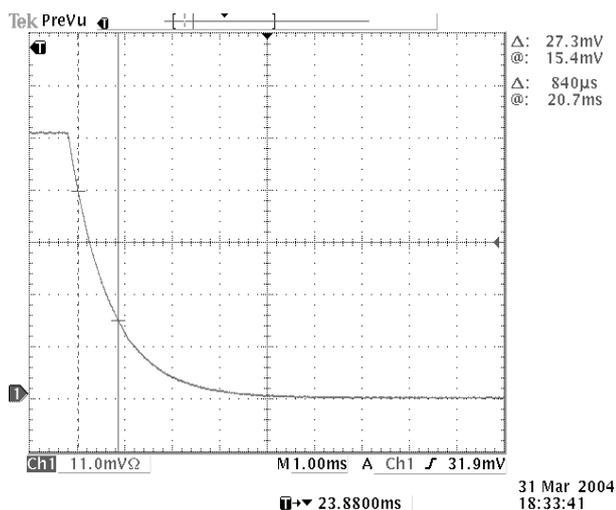


图 3-7 荧光寿命测试曲线

已有研究结果表明，Yb 的能级结构较为简单，参与激光作用的只有基态和激光态两个能级族。在室温下，由于强烈的均匀和非均匀展宽使得石英玻璃中的 Yb 离子在子能级之间的跃迁不能完全清晰地分开，因此它的辐射荧光光谱是从 900nm~1200nm 的连续谱，并且存在两个峰：976nm 的峰比较陡，对应着 d 到 a 的三能级跃迁，宽度约为 8nm；而 1030nm 的峰较为平缓，对应于 d 到 b 和 c 的准四能级跃迁。由于 976nm 即是掺镜光纤的吸收峰，又是发射峰，并且吸收和发射截面基本相同，因而对于光纤激光的高功率运转，人们主要关心的

1030nm 峰的情况。图 3-6 给出的就是国产掺镱光纤在 1000nm~1140nm 的荧光光谱曲线，图中 1030nm 荧光峰的宽度大于 50nm，并且一直往长波方向延伸到 1120nm，表明该光纤可以实现可调谐激光输出。

荧光寿命是指激发粒子在单线激光态所平均停留的时间，与发光介质的掺杂浓度及能级结构有关，反映了光纤微观结构。图 3-7 是由测量软件截屏获得的，横坐标为时间轴，纵坐标为荧光强度。图中直接给出了经统计计算得到的荧光寿命 $\tau = 840\mu\text{s}$ 。

3.4.3 激光特性

我们采用通常的 F-P 腔结构对首次拉制的双包层光纤进行了激光实验，实验装置如图 3-8 所示：LD 为泵浦源，中心波长为 975nm，准直输出。为了把准直光高效地耦合进双包层光纤的内包层，采用非球面透镜 AL 来获得良好的聚焦效果，使得在光斑大小和数值孔径上都和国产光纤的对应参数相匹配。PM 为功率计，用于读出光纤激光器的输出功率。实验中采用 6m 的国产光纤，光纤两端作垂直切割处理，在光纤的泵浦端面紧贴一双色片 M 作为前腔镜，以形成谐振腔和实现泵浦光的高效注入，M 对泵浦光 975nm 高透 $T > 95\%$ ，对振荡激光 1080nm~1200nm 高反 $R > 99\%$ 。光纤尾端利用端面的菲涅耳反射 ($R = 4\%$) 作为输出腔镜。

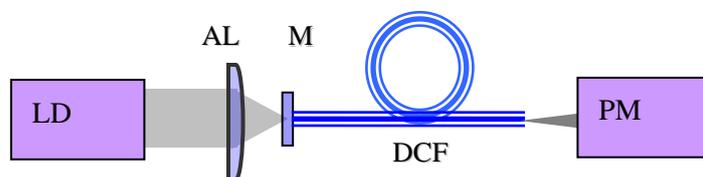


图 3-8 光纤激光器实验装置示意图

采用上述的实验装置，对长度约 6 米的双包层光纤进行激光实验，入纤泵浦功率是通过截断法测得的实际进入双包层光纤的泵浦功率。在入纤功率约为 1.2W 时，就获得了激光输出。但由于光纤较短，在光纤输出端可以观测到有未被吸收的泵浦光漏出，这样就降低了激光的转换效率。图 3-9 为入纤功率为 3W 时的光纤输出端的光谱曲线，激光波长为 1083nm（激光波长并未出现在荧光光谱的峰值处，主要是由于前腔镜 M 的镀膜所致），但在 975nm 附近少量残余泵浦光存在（约为激光的 1%）。增大泵浦功率，激光随之增强，但漏出的泵浦光也增加。实验中，当入纤功率为 35W 时泵浦漏光功率接近 5W，这将会降低激光的转换效率。

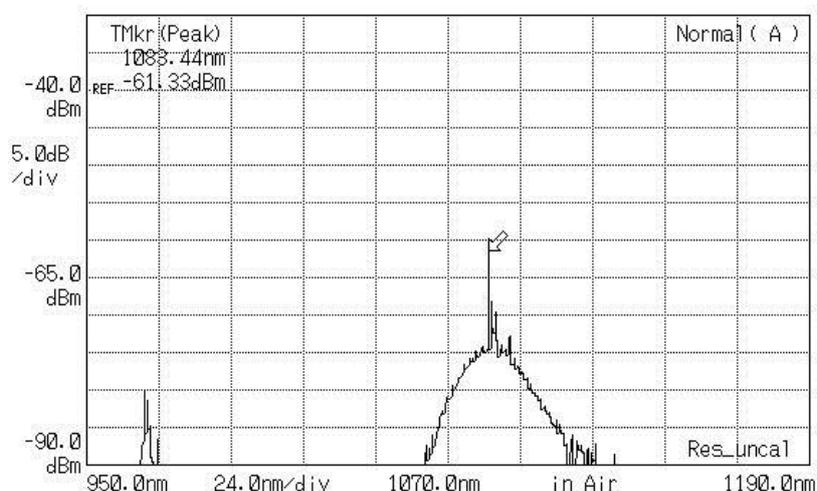


图 3-9 国产双包层光纤的输出光谱

为了提高泵浦转换效率,我们在光纤的输出端紧贴一对泵浦光高反(975nm) $R > 99\%$, 对激光高透(1083nm) $T > 93\%$ 的双色片,从而将剩余的泵浦光返回双包层光纤。图 3-10 给出了不同方式对应的输出功率曲线,曲线(a)为将双色片紧贴光纤末端的情况。曲线(b)是加双色片滤除泵浦光后测量的激光输出功率。

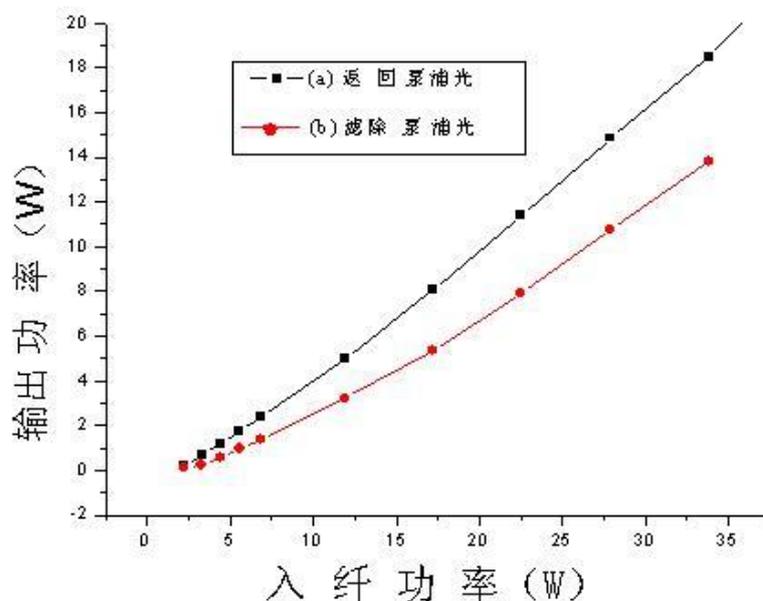


图 3-10 利用输出镜反射泵光可以提高效率

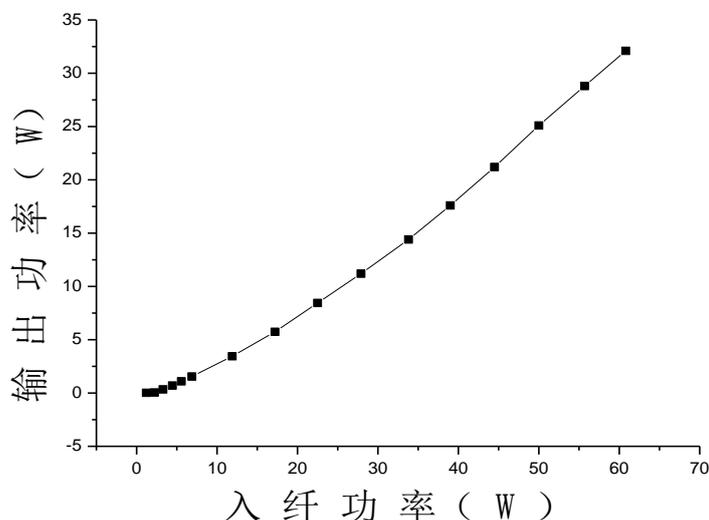


图 3-11 国产双包层光纤的输出功率曲线

我们采用这种方式，得到激光输出功率曲线如图 3-11 所示，可见激光功率和入纤泵浦功率成很好的线性关系，在实验中没有观察到饱和现象，光纤本身散热也没有问题。在入纤功率为 64W 时，获得了 32W 的激光输出，斜率效率约为 60%。由于输出端对泵浦光高反的双色片的存在，为了保护 LD，我们在实验中没有继续增大激光功率。另外，通过对光纤长度进行优化，适当增加光纤的长度，可以获得更高激光功率的输出。

3.5 国产及进口光纤特性比较

1. 荧光特性比较

利用法国 Jobin-Yvon Spex 公司的荧光光谱仪（型号：TIAx-550）对 6m 长的美国 JDSU 公司的掺 Yb 双包层光纤荧光光谱和荧光寿命进行了测量，结果如图 3-12 和图 3-13 所示，与图 3-6、图 3-7 比较可知，美国 JDSU 公司的掺 Yb 双包层光纤的荧光寿命为 $\tau = 860 \mu s$ ，国产光纤为 $\tau = 840 \mu s$ ，两者相差无几，说明这一国产光纤从发光特性和内在结构均接近国际领先水平。

国产光纤和 JDSU 光纤的荧光谱线基本一致，但 JDSU 光纤在 1080nm 处更为突起，表现出更好的荧光强度。此处正对应于图 2-3(2)中过程 I 的跃迁，也是我们用 975nm 泵浦光纤激光器的实际输出波长，因而具有较为重要的地位，在这一点上国产光纤还有待于进一步完善。

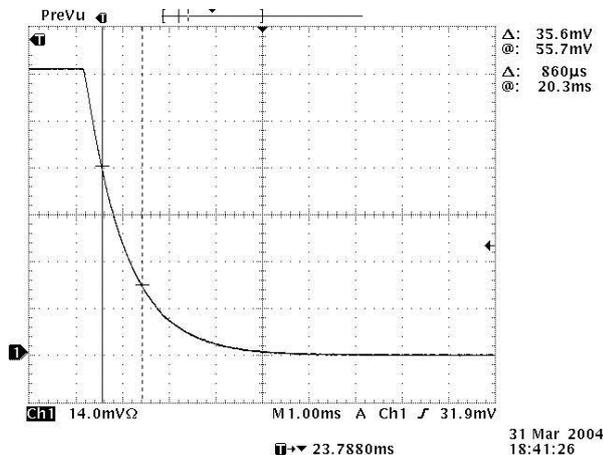


图 3-12 JDSU 光纤荧光寿命测试曲线

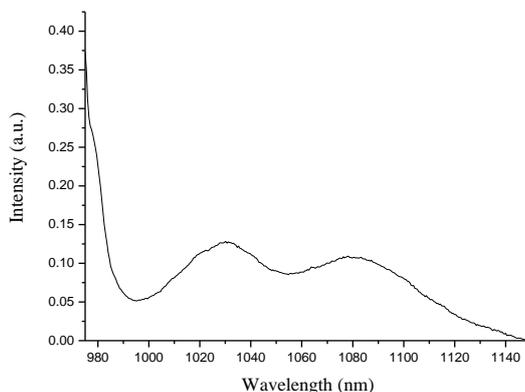


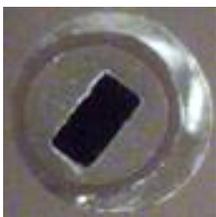
图 3-13 JDSU 荧光光谱测试曲线

2. 激光特性比较

自从 2002 年我们小组从事光纤激光器研究以后，先后从国内外购买了不少型号掺镱双包层光纤。我们根据光纤的几何参数及荧光特性，不断改进泵浦耦合系统，使连续输出功率得到不断提升。下面就国产光纤和使用过的进口光纤作一个简单的对比。表 3-1 给出了所用光纤的具体参数及主要输出特性。

2003 年我们用美国 JDSU 光纤获得了 20w 的激光输出^[26]。泵浦源是中心波长约 975nm 的最大输出功率约 40W 的半导体激光器，其输出光束为 11mm×11mm，发散角为 3mrad×4mrad 的方形近准直光束，采用直接端面泵浦的方式泵浦双包层光纤。紧贴双包层光纤的输出端放置一双色片（对泵光高反、对激光高透）。这样就可将剩余泵浦光反射回光纤重新吸收，有效提高了对泵浦光的吸收如图 3-14(2)所示。当泵浦电流为 42A 时，得到了 20.99W 的激光输出，光-光转换效率约为 55%，斜率效率约为 60%，如图 3-14(1)所示。

表 3-1 国产及进口光纤特性对比

	美国 JDSU	德国	英国	中国 fiberhome
截面照片				
内包层	矩形 170x330 μm NA ₁ =0.46	D形 400/350 μm NA ₁ =0.37	D形 400/360 μm NA ₁ =0.48	D形 450/400 μm NA ₁ =0.36
纤芯	直径 9 μm NA ₀ =0.1	直径 12 μm NA ₀ =0.15	直径 30 μm NA ₀ =0.08	直径 16 μm, 30 μm NA ₀ =0.08
掺杂浓度	1.5 wt. %	6500 mol ppm	8000 mol ppm	6500 mol ppm
光纤长度	50m	40m	24m	6m, 15m
斜率效率	60% 图 3-14(1)	67% 图 3-15(1)	65% 图 3-16(1)	60%, 80% 图 3-11 图 4-22
中心波长	1100nm 图 3-14(2)	1108nm 图 3-15(2)	1108nm 图 3-16(2)	1083nm 图 3-9

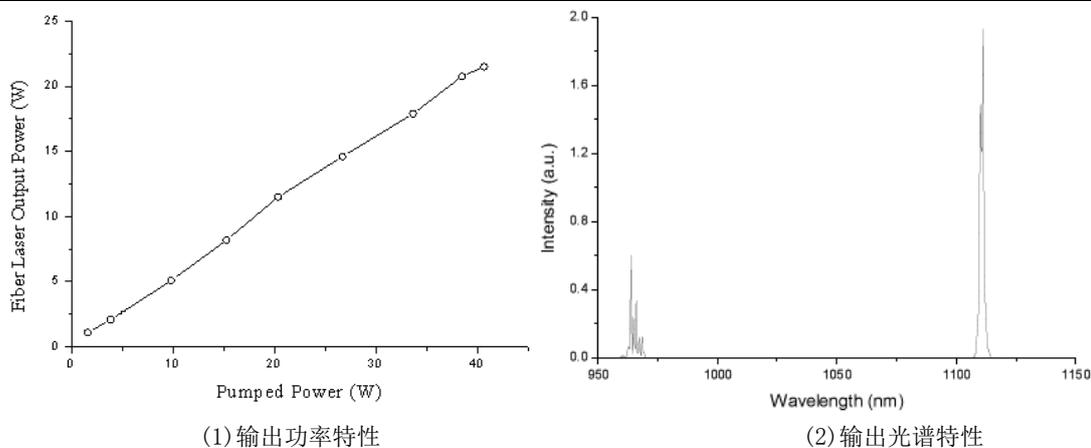
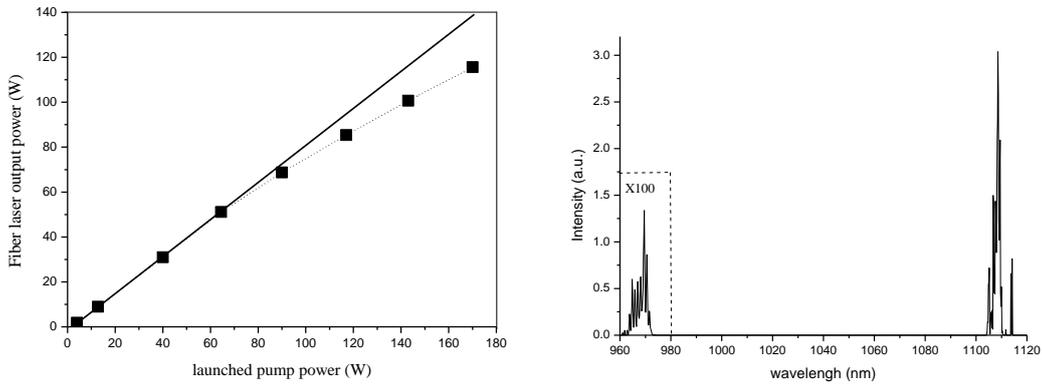


图 3-14 美国 JDSU 光纤光谱及功率特性

2004 年我们用中心波长约在 975nm 附近, 准直输出的大功率 LD 模块, 泵浦德国光纤。我们通过空间滤波技术, 提高了泵浦光束的光束质量, 并有效地滤除了聚焦光斑附近的杂散成份, 成功地将 170W 的泵浦功率耦合进光纤, 获得了 115.6W 的最大激光功率输出^[27], 整体(平均)斜率效率为 69%。如图 3-15(1) 所示。图中高功率泵浦时斜率效率下降可能是由于高功率时的热效应较为明显所引起的, 光纤的拉制者 Volker Reichel 报道, 其外包层涂覆对泵浦光有一定

的吸收^[28]，在实验中光纤本身并没有出现损伤问题。光纤长度约为 40m，盘绕于一个直径为 33cm 的塑料圆盘上，在实验，没有采用任何特殊散热手段，而是仅仅依靠光纤本身的自然散热。采用光谱分析仪，测量了输出激光的光谱特性，输出激光中心波长在 1108nm，是多纵模输出，光谱带宽<10 nm，这可能是由于高功率泵浦引起的，目前已报道的连续波高功率光纤激光器，其带宽都比较宽，kW 光纤激光器的带宽达 20nm。同时观测到在 970nm 附近有漏光存在，但漏光功率不到激光功率的 1%，如图 3-15(2)，说明这种光纤 40m 的长度基本上可以将泵浦光全部吸收。

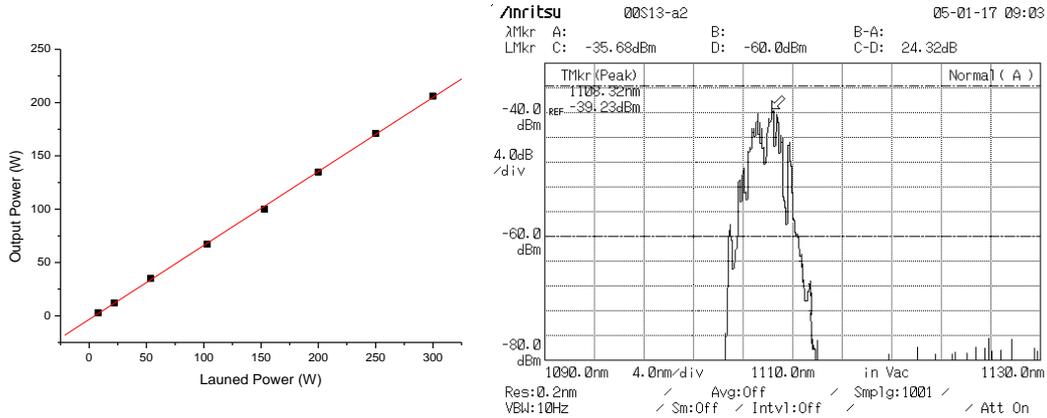


(1) 输出光谱特性

(2) 输出功率特性

图 3-15 德国光纤输出光谱和功率特性

同年，我们用中心波长约在 975nm 附近，准直输出的大功率 LD 模块，经过滤波整形后，单端泵浦英国光纤。在最大入纤功率 300W 情况下，获得了 206W 的激光功率输出，斜率效率为 69%，如图 3-16 所示。



(1) 输出光谱特性

(2) 输出功率特性

图 3-16 英国光纤输出功率和光谱特性

参考文献

- [1] 伍峰, 光纤激光器与光纤激光器技术, 北京光电技术研究所, 光纤新闻网
- [2] K.Plamann,H.Zellmer,V.Reichel,S.Unger,A.Tunnermann.,High NA pump core double clad Nd:glass fibre laser,in Conference of Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO-E 1988),Glasgow,Scotland,paper CtuB2
- [3] W.J.Wadsworth,R.M.Percival,G.Bouwman,J.C.Knight, and P.S.J.Russell.high power air-clad photonic crystal fibre lasers, Optics Express, 2003, 11(1),48-53
- [4] G. Bonati, H. Voelckel, T. Gabler, U. Krause, A. Tünnermann, J. Limpert, A. Liem, T.Schreiber, S. Nolte,H. Zellmer, ,1.53 kW from a single Yb-doped photonic crystal fiber laser, Photonics West, San Jose, Late. Breaking Developments, Session 5709-2a (2005). 3.
- [5] [L.Zenteno. High-power double-clad fiber lasers. J.Light Technol. 1993, 11:1435~1446
- [6] M.Muendel,Optical inner cladding shapes for double-clad fiber lasers, in CLEO'96,Vol.9,1996,OSA Technical Digest Series(Optical Society of America,Washing ton,D.C.,1996,P209)
- [7] Dmitrii Kouznetsov, Jerome V. Moloney.Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. III. Calculation of modes,J.Opt.Soc.Am.B, 2002, Vol. 19,pp. 1304-1309
- [8] Valerie Doya,Olivier Lengrand and Fabrice Mortessagne., Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier. Optics Letters.2001,26(12):872-874
- [9] [A.Liu,K.Ueda,The absorption characteristic of circular,offset,and rectangular double-clad fibers. Opt.Commum. 1996, 132:511~518
- [10] H.Zellmer,A.Tunnermann,H.Welling,V.Reichel,Double-clad fiber laser with 30W output power.Proc Optical Amplifiers and Their applications.OSA Trends Opt Photon Ser, 1997, 16:137~140
- [11] H.Po,E.Snitzer,R.Tumminelli,L.Zenteno,F.Hakimi,N.M.Cho,T.Haw. Double clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAlAs phased array. Proc.Optical Fiber Communication'89,Postdeadline paper PD7,1989.
- [12] J.Limpert, S.Hofer, A.Liem et al., "100-w average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier", Applied Physics B, 75,pp.477-479, 2002,
- [13] J.Limpert, A.Liem, T.Gabler et al., "High-average-power picosecond Yb-doped fiber amplifier", Optics Letters, Vol.26,no.23,pp.1849-1851, 2001
- [14] Ammar Hideur, Thierry Chartier,Cafer Ozkul et al., "Dynamics and stabilization of a high power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser", Optics Communications, 186,pp.311-317, 2000
- [15] Anping Liu, Kenichi Ueda, "Propagation losses of pump light in rectangular

- double-clad fibers”, *Opt. Eng.*, 35(11), pp.3130-3134, 1996
- [16] 宁鼎, 李乙钢, 董新永等, “矩形内包层掺 Yb³⁺石英光纤的研制及其抽运性能”, *光学学报*, Vol.21(12), pp.1417-1420, 2001
- [17] Guijing Xia, Jinghan Duan, Shanghong Zhao et al., “Light propagation in the multi-mode double-clad erbium:ytterbium co-doped fiber:theory and experiment”, *Optics & Laser technology*, 36, pp.273-277, 2004
- [18] Yuen H. Tsang, Terry A. King, et al., “Efficient high power Yb³⁺-silica fibre laser cladding-pumped at 1064 nm”, *Optics Communications*, 215, pp.381-387, 2003
- [19] Wang Zh J, Gheen A. Z, Wang Y. Optical coupling system for a high-power diode pumped solid laser. US patent, 6,377,410. 2002-04-23
- [20] Brian J. Thompson, “Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, Marcel Dekker”, Inc., 2001, p5
- [21] Ainslie, B. J. J. R. Armitage, S. P. Craig, B. Wakefield, “Fabrication and optimization of the erbium distribution in silica based doped fibers”, *Proc. ECOC*, pp.62-65, 1988
- [22] Townsend, J. E., S. B. Poole et al., “Solution doping technique for fabrication of rare earth doped optical fibers”, *Electron. Lett.*, 23, pp.329-331, 1987
- [23] J. E. Townsend, S. B. Poole, D. N. Payne, Solution-doping technique for fabrication of rare-earth-doped optical fibers, *Electron. Lett.*, 1987, 23(7):329~331
- [24] Lou Q H, Wang P Y, Zhou J, et al. Development of double-clad fiber lasers[C]. *SPIE* 2002, 4914:131-136
- [25] 廖延彪. 光纤光学[M]. 北京: 清华大学出版社, 2000. (Liao Y B. fiber optics. Tsinghua university press, 2000)
- [26] Jun Zhou, Qihong Lou, Zhijiang Wang, Research on the 20-W double-cladding fiber laser pumped by 915-nm and 975-nm diode lasers, 2003 *SPIE* 5280, 880-883
- [27] Zhou Jun, Lou Qihong, Kong Lingfeng, Wu Zhonglin, Xue Dong, Dong Jingxing, Wei Yunrong, Ye Zhenhuan, Zhu Jianqiang, Wang Zhijiang, “A 115W Ytterbium-doped fiber laser”, *Chinese Physics Letters*, 2004, Vol. 21(6):1083~1085
- [28] Volker Reichel, Sonja Unger, Sven Bruckner, Klaus Morl, Hans-Rainer Muller, Johannes Kirchhof, Thomas Sandrock, Alexander Harschack, Applications of pumped-multiplexed Yb-doped fiber lasers, *Proc. SPIE* Vol. 4974, p. 148-157, *Advances in Fiber Lasers*

4 连续双包层光纤激光特性研究

4.1 大功率 LD 端面耦合技术

4.1.1 大功率 LD 光束整形

1. 泵浦系统光束质量的要求

对于内包层数值孔径为 NA_1 , $NA_1 = (n_2^2 - n_3^2)^{1/2}$, 横截面积为 S_{clad} 的双包层光纤, 若泵浦光的亮度用 B ($W/cm^2 \cdot ster$) 表示, 内包层中可以传输的泵浦光功率 P_T 可表示为:

$$P_T = 4B \cdot S_{clad} NA_1^2 \quad (4.1)$$

对于参数一定的双包层光纤, 其内包层可传输的泵浦光功率依赖于泵浦光束的亮度 B 。泵浦光束的光束质量因子 M^2 和亮度 B 的关系为:

$$B = \frac{P}{(M^2)^2 \cdot \lambda^2} \quad (4.2)$$

P 表示泵浦光束的激光功率。根据光束质量的定义, 该泵浦光束的可聚焦光斑直径为 D :

$$D \sim 2M^2 \lambda / (\pi \theta) \quad (4.3)$$

其中, θ 为聚焦光束的远场发散角 (半角)。在实际的端面泵浦双包层光纤激光器中, 聚焦光斑的直径和数值孔径均应小于相应的内包层参数, 要求:

$$D \sin \theta < 2b \cdot NA_1 \quad (4.4)$$

一般情况下, 可以近似为:

$$2b \cdot NA_1 \sim 1.5D \sin \theta \quad (4.5)$$

其中 $2b$ 表示内包层的半径, 将式 (4.3) 代入 (4.5), 整理得到:

$$M^2 \sim \frac{NA_1 b \pi \theta}{1.5 \lambda \sin \theta} \sim \frac{NA_1 b \pi}{1.5 \lambda} \quad (4.6)$$

上式即表示了高功率半导体激光到双包层光纤（内包层 $2b$ 、 NA_1 ）耦合时，对泵浦光束的光束质量的要求。如对于 $2b=125\ \mu\text{m}$ ， $NA_1=0.36$ 的双包层光纤（ $NA_1 \cdot 2b \sim 45$ ），要实现高效泵浦耦合，泵浦光的光束质量因子 $M^2 \sim 50$ 。

LD 由于其特殊的工作原理，光束质量在垂直与平行于 P-N 结两个方向上相差很大。由于理想光学系统对光束进行变换时，其 M^2 因子保持不变，所以必须采用特殊的光束整形技术，实现 LD 互相垂直的两个方向上 M^2 的大致相等，以致其可以聚焦为和传能光纤相近的光斑，方便传输和泵浦使用。经光束整形，达到半导体激光列阵在两个方向光束质量接近的目的，即 $M_x^2 \sim M_y^2$ 。

2. LD 光束整形

由于大功率半导体激光器输出光束的特殊性，在把它聚焦耦合到双包层光纤之前，须进行光束整形。与 2.4.1 (37 页) 高功率 LD 整形技术介绍的几种方法不同，本文采用了我们课题组王之江院士设计的一种方法，可用较少的元件把大功率半导体激光器列阵所发出的条形光束整形形成一个方形光束，如图 4-1 所示：

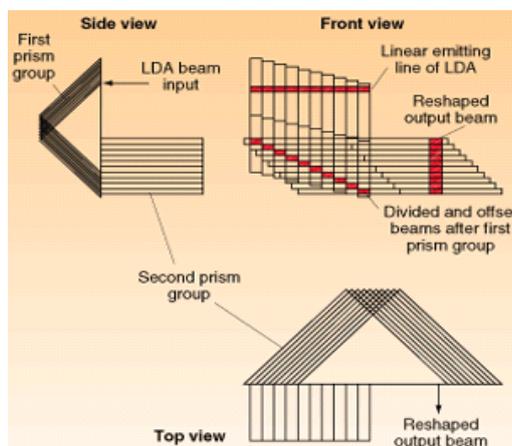


图 4-1 棱镜组光束整形方法

这种方法类似于 2.4.1 中介绍的微型阶梯反射镜方法(图 2-11)。本方法采用了两组相同的 90° 棱镜，棱线相互错开一定值，第一组棱镜将光束沿慢轴方向切成 n 段（ n 为每组的棱镜数）并错开，第二组棱镜把 n 块光束沿快轴方向重新排列好。采用适当的棱镜数目和准直透镜，可获得一束近似于平行的圆形光束。由于系统装配的公差，采用该系统整形光束仍可能有一定的发散角，为了使其能聚焦到直径为 $300\ \mu\text{m}$ 左右的光斑，满足泵浦双包层光纤的要求，须对整形光束进行空间滤波。

本文采用的泵浦源由十二个大功率激光二极管列阵组、光束柱面准直透镜、整形棱镜组组成，封装在充以氮气的容器中，采用恒温水冷却。出光窗的口径为 9cm，出射光的发散角为 3-4mrad，近似于平行光。

4.1.2 端面耦合系统

对于我们实验中所用的高功率泵浦源，由于在 LDA 光束整形以及光束拼合过程中存在的非完善因素的影响，使得拼合后大口径光束的光束质量不是很好，不能满足泵浦双包层光纤激光器的需要。整形后的光束经过空间滤波器和非球面透镜耦合入光纤。

1. 空间滤波器

空间滤波器是由一对同轴共焦的胶合透镜组和在其焦平面上的滤波小孔所组成的共轴光学系统。第一个透镜组的像方焦点与第二个透镜组的物方焦点相互重合，滤波小孔置于该焦点处。激光束正投射在滤波器的输入透镜上，经正透镜变换后形成的空间频谱分布在焦平面上。平行于光轴的光束其频谱位于频谱面上的焦点处，有一定发散角的光束的频谱位于焦点的周围；发散角越大的光束，其空间频率越高，在频谱面上的分布离焦点越远。在频谱面上放置滤波小孔，挡住高频分量，让低频通过，则从滤波器出射透镜出来的光束的发散角比入射光束的发散角要小，更接近于平行光。滤波是以牺牲功率为代价的，因此，在考虑入纤光斑的大小应小于双包层光纤内包层横截面积的同时，应尽量让更大功率的激光通过滤波器，以提高能量的利用率。通过测量入纤光斑大小与滤波小孔尺寸的关系，可找到一个最佳孔径的滤波小孔。

在高功率激光系统中，空间滤波器是其中关键的技术单元之一。它不但能大大减少光在系统中传输的有效距离（中继成像作用），从而大大抑制光的衍射效应，而且能有效地去除光在传输过程中由于衍射或非线性效应产生的高频调制（空间滤波作用）。因此它能有效地改善系统的光束质量，大大提高了系统的可聚焦功率^[1]。空间滤波器设计的基本要求为：（1）根据空间滤波器前、后光束的直径决定空间滤波入射、出射透镜的口径；（2）综合考虑入射光强大小、空间频率分量的选取和静态像差等因素设计透镜的焦距和形状。透镜焦距的大小直接影响空间滤波器的体积和机械装配。我们知道，在入射光束的发散角一定的条件下，入射透镜像方焦面上光斑的大小与透镜的焦距 f 成正比，此滤波小孔的大小应和该光斑接近。考虑到滤波小孔调节和加工的方便，要求焦距 f 应较大，另外，空间滤波器是用来滤去空间高频分量的， f 越大，频谱面上的空间频率间隔越大，有利于空间频率分量的选取。但对于我们的实验来说，焦距 f 过大，滤波器的尺寸也会变大，这将增大整个光纤激光器的体积。

2. 非球面透镜

空间滤波后的泵浦光束通过特殊设计的非球面透镜聚焦，可以采用刀口法来测量聚焦光斑的大小，以确保泵浦光全部耦合进光纤。非球面是相对于标准球面来定义的，球面是指具有无数个对称轴的光学表面，它由一个参数，即球面半径决定其形状。非球面理论上可以由多个参数决定其面形，并能从中心到边缘连续发生变化^[2]。球面镜具有加工简单，成品率高，易于批量生产等优点，但球面镜在光学性能上存在缺陷，单独成像时往往伴有无法克服的各种光学像差，这是由于成像体系中焦点不一致而造成的系统误差。

非球面镜是由一个或两个与球面有差异的光学表面构成的光学元件，通常是有有一个对称轴的回转非球面。非球面方程为^[3]：

$$z = \frac{CH^2}{1 + \sqrt{1 - KC^2H^2}} + \sum_{i=2}^n A_{2i}H^{2i} \quad (4.7)$$

式中 z 为非球面的对称轴方向上的坐标，坐标原点为非球面顶点； $C=1/r_0$ ， r_0 为非球面顶点的曲率半径； $H = \sqrt{x^2 + y^2}$ ； $K=1-e^2$ ， e 为偏心率； A_{2i} 为非球面系数。由于非球面镜对正入射的单色平行光束可会聚成无像差的小点，具有很好改善像质的性能，本文采用非球面镜聚焦，可把聚焦光斑聚焦成一个较小的斑点，从而有效地保护光纤端面处的聚合物外包层，更加安全地提高进入光纤的泵浦光功率。

本文中空间滤波器采用口径为 8cm、焦距为 35.46cm 的两块相同的胶合透镜组作为入射和出射透镜，并镀上对 976nm 波长的增透膜，滤波小孔设计为大小和位置可调的结构。非球面镜口径为 8cm，焦距为 9.4cm 左右，两面镀上对 976nm 波长的增透膜，反射率小于 0.2%，平行光入射，聚焦光斑小于 10 μm。实验装置如图 4-2 所示。在系统的安装和调试过程中，较为严格地保证了各元件的同轴及空间滤波器两透镜焦点的共心。滤波小孔在焦平面上，呈轴对称的方孔状。在非球面镜的焦点处，用刀口法测量光斑水平方向和垂直方向的尺寸。

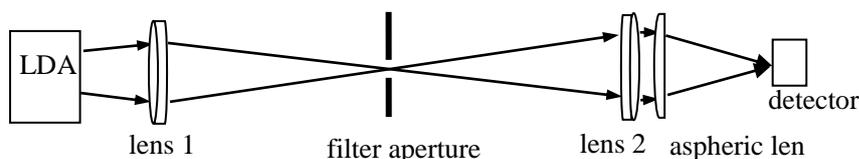


图 4-2 空间滤波实验装置图

4.1.3 DCF 端面处理

双包层光纤的两个端面是构成激光谐振腔的重要部件，高功率运转时要确

保光纤端面的清洁。光纤端面的疵点、划痕，不但会使泵浦光的耦合注入效率下降，更重要的是，如果疵点、划痕出现在纤芯区域，将会使振荡激光无法产生。

1. 光纤端面造成的损伤

由于双包层光纤的特殊结构，在内包层外直接是聚合物的涂覆层，内包层用以限制高功率的泵浦光在其中传输。对于端面泵浦的耦合方式，对于双包层光纤泵浦端面和激光出射端面的处理，要求非常严格。一方面，为了获得较高的激光转换效率，光纤端面应为平面，且严格垂直于光纤轴线，另一方面，对光纤内包层和纤芯的抛光应保证表面光洁和清洁，不能有划痕或瑕疵。纤芯端面的缺陷将导致激光振荡阈值提高，激光损伤阈值下降，甚至不能产生激光振荡；内包层端面的缺陷，将使得泵浦光难以高效地泵浦入内包层，并且会在高功率泵浦时会使端面发生损伤。图 4-3 是我们在进行高功率实验时，由于光纤端面有污染，导致其被激光损伤的情况。

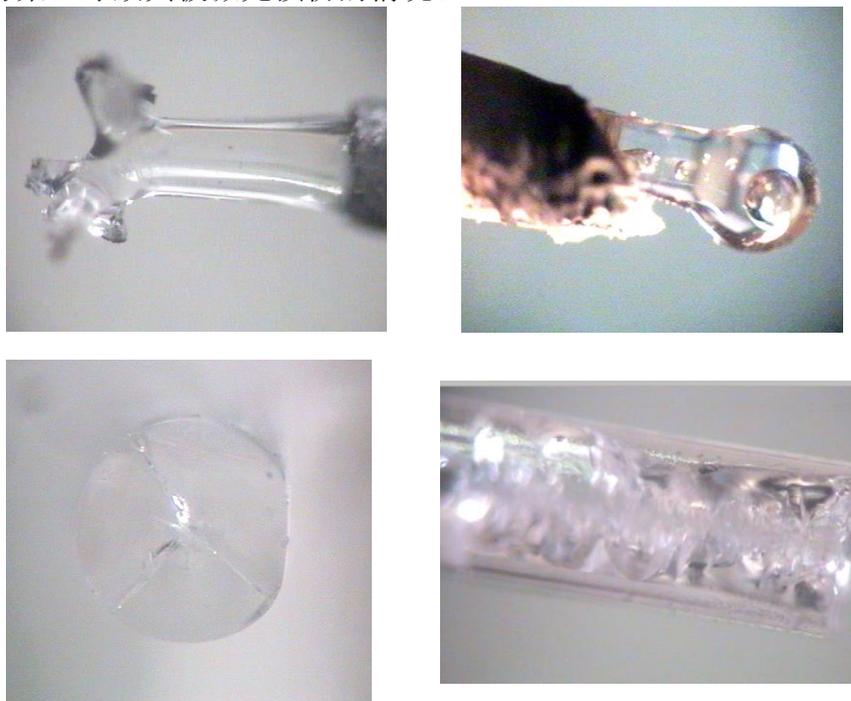


图 4-3 高功率时造成的损伤

2. 光纤端面研磨机

对于双包层光纤端面的研磨抛光，我们曾尝试在几家从事光纤连接器公司进行。由于其光纤研磨机和所有工艺都是用于光通信中光纤连接器的，结果光纤端面的处理不能满足我们进行高功率激光实验的要求。在广泛调研的基础上，

我们自制了一套适合特种光纤端面研磨抛光设备，并配备了相应的光纤夹具，可以对所用的双包层光纤进行端面处理。采用高品质研磨砂纸，从去胶、粗磨、中磨直到精磨，同时采用自行建立的 CCD 显微镜系统监测研磨后光纤端面的研磨质量的变化。在研磨过程中出现研磨偏移、光纤凹陷和明显划痕时，通过调整研磨的时间、压力等措施实现最优控制。图 4-4 是该研磨机外形结构图。

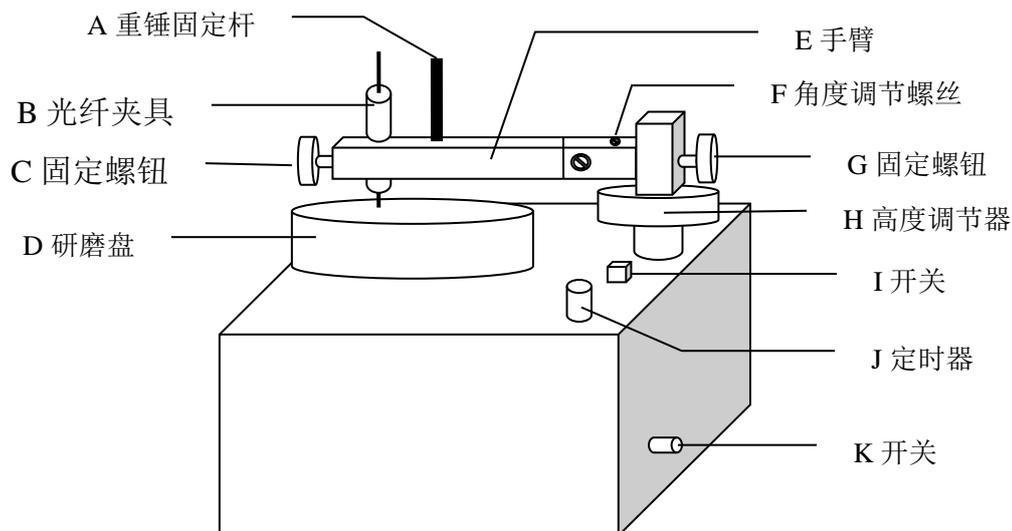


图 4-4 上海光机所研制光纤研磨机示意图

该研磨机分为自动和手动两种运行模式。在自动模式下，可以事先对研磨时间进行设置，机器运行到设定时间后自动停止。该研磨机仅能将光纤沿垂直轴线方面研磨，而且可以通过调节螺丝 F，可以使手臂 F 与水平方向成 $0-30^\circ$ 角，从而改变研磨角度。通过 H 可以调节手臂高度，配合在垂杆 A 上添加适当重物，可以控制研磨压力。从而利用该研磨机可以实现研磨时间、研磨力度，研磨角度可调，得到满足各种要求的理想研磨效果。

4.2 光纤长度对激光特性的影响

4.2.1 光纤长度对输出功率的影响

1. 实验现象

我们采用国产光纤，单端泵浦方式，研究了光纤长度对双包层光纤激光器的斜率效率的影响。

图 4-5 采用 72m、53m、22 和 6m 光纤时获得的激光输出功率曲线，测量时

在探测器前放置对泵浦光高反、激光高透的双色片，以滤除没有被吸收泵浦光。实验中可以观测到，6m 光纤对泵浦光的吸收不是很充分，存在较多的漏光，导致其斜率效率较低，为 45.9%。对于 22 米的光纤，在泵浦功率较低时，基本上看不到漏光，随着泵浦功率的提高，仍然可以看到有少量漏光存在，斜率效率为 67.1%。对于 53m 和 72m 的光纤，在泵浦功率由小变大的过程中，在输出端都没有观测到泵浦光的漏出，说明泵浦光被完全吸收，但其斜率效率明显低于 22m 光纤的斜率效率，分别为 53.7% 和 52.6%，这是由于光纤长度过长，掺杂光纤本身对振荡激光有一定的吸收的所引起的，因此，对于掺 Yb 双包层光纤存在一个最佳长度的问题。对 22m 的光纤，我们在入纤功率为 98W 时，得到了 62W 的激光输出，此时漏光功率约为 1W 左右。据此分析，对于我们的使用的这种光纤，最佳长度该是在 22m 左右。

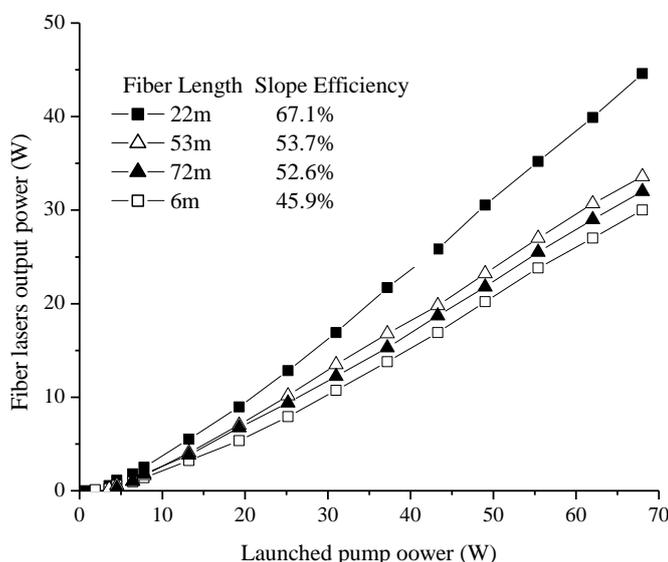


图 4-5 不同长度双包层光纤的功率输出特性比较

2. 理论解释

根据 36 页 2.3.2 线形腔速率方程一节中相关公式，求解速率方程 (2.35) 式和 (2.36) 式，可以求得各物理参量。求解 (2.35) 式和 (2.36) 式的方法有很多^[4]，^[5]，直接求其解析解比较困难，这里给出忽略激光波长吸收、自发辐射等参量后简化方程^[6]，^[7]，^[8]。

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = \Gamma_p N(\sigma_{ep} n_2 - \sigma_{ap} n_1) P_p(z) \quad (4.8)$$

$$\frac{dP_s^+(z)}{dz} = \Gamma_s N (\sigma_{es} n_2 - \sigma_{as} n_1) P_s^+(z) \quad (4.9)$$

$$\frac{dP_s^-(z)}{dz} = -\Gamma_s N (\sigma_{es} n_2 - \sigma_{as} n_1) P_s^-(z) \quad (4.10)$$

其中:

$$n_2 = \frac{\sigma_{ap} \sigma_s P_s^{sat} P_p + \sigma_{as} \sigma_p P_p^{sat} (P_s^+ + P_s^-)}{\sigma_p \sigma_s P_s^{sat} + \sigma_p \sigma_s P_p^{sat} (P_s^+ + P_s^-) + \sigma_p \sigma_s P_p^{sat} P_s^{sat}} \quad (4.11)$$

$$n_1 = 1 - n_2 \quad (4.12)$$

$$P_p^{sat} = \frac{h\nu_p A}{\Gamma_p \sigma_p \tau}, \quad P_s^{sat} = \frac{h\nu_s A}{\Gamma_s \sigma_s \tau} \quad (4.13)$$

由(4.9)(4.10)(4.11)(4.12)可以得到光纤中的单程增益:

$$\begin{aligned} G &= \int_0^L g(z) dz = \Gamma_s N \int_0^L (\sigma_{es} n_2 - \sigma_{as} n_1) dz \\ &= \Gamma_s N \left(\frac{\sigma_s}{A_p \sigma_p \rho} \ln \frac{P_p(L)}{P_p(0)} + \frac{\sigma_{es} \sigma_{ap} - \sigma_{ep} \sigma_{as}}{\sigma_p} L \right) \end{aligned} \quad (4.14)$$

稳态条件下线形腔激光器还满足:

$$R_1 R_2 \exp(2G) = 1 \quad (4.15)$$

令:

$$\sigma_s = \sigma_{es} + \sigma_{as}, \quad \sigma_p = \sigma_{ep} + \sigma_{ap} \quad (4.16)$$

$$G_p = \ln[P_p(L)/P_p(0)] = \frac{\Gamma_p \sigma_p}{2\Gamma_s \sigma_s} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) - \frac{\sigma_{es} \sigma_{ap} - \sigma_{ep} \sigma_{as}}{\sigma_s} \Gamma_p NL \quad (4.17)$$

由(4.9)(4.10)有:

$$P_s^+(0)P_s^-(0) = P_s^+(L)P_s^-(L) \quad (4.18)$$

利用边界条件:

$$P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0), \quad P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L), \quad P_{out} = (1 - R_2) P_s^+(L) \quad (4.19)$$

容易得到输出功率表达式:

$$P_{out} = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \frac{(1-R_2)P_p^{sat}}{1-R_2 - \sqrt{R_1 R_2} + \sqrt{R_2/R_1}} \times \left[\frac{P_p(0)}{P_p^{sat}} (1 - \exp(G_p)) - G_p - \Gamma_p N \sigma_{ap} L \right] \quad (4.20)$$

令上式等于 0，可得泵浦阈值：

$$P_{th} = P_p^{sat} \frac{G_p + \Gamma_p N \sigma_{ap} L}{1 - \exp(G_p)} \quad (4.21)$$

由(4.20)式可以得到输出功率与光纤长度的关系，如图 4-6。

对于 975nm 泵浦光，各参数取值如下：

$$\lambda_p = 975nm, \quad \sigma_{ap} = 2.5 \times 10^{-24} m^2, \quad \sigma_{ep} = 2.5 \times 10^{-24} m^2 \quad (4.22)$$

对于 915nm 泵浦光，各参数取值如下：

$$\lambda_p = 915nm, \quad \sigma_{ap} = 0.8 \times 10^{-24} m^2, \quad \sigma_{ep} = 2.5 \times 10^{-26} m^2 \quad (4.23)$$

从图 4-6 可以清楚看到，无论对于 975nm 泵浦还是 915nm 泵浦，对于特定光纤来说，都存在一个最佳长度，这个长度对应着最高的能量转化效率。这就很好的解释了图 4-5 中的实验结果。由图 4-6 还可以得知，915nm 泵浦泵浦时的最佳长度要比 975nm 泵浦时更长，所得到的转化效率要比 975nm 泵浦时更低。这是因为光纤在 915nm 处的吸收截面和发射截面都较小造成的，这一点由(4.23)式可以清楚看到。这也是我们高功率激光器用 975nm 泵浦的主要原因。

图 4-7 给出了不同泵浦功率时输出功率与光纤的长度的关系。从图中可以看到不同功率泵浦时对应的最佳长度并没有大多变化，但提高输出端对泵浦波长的反射率可以提高转化效率，并且最佳长度将变短。

注意图 4-7 中标注的 R_2 是指对泵浦波长的反射率，并不是对激光波长的反射率。如果提高 R_2 对激光的反射，反面会使输出功率降低。从图 4-8 中可以清楚看出这一点，无论前腔镜对激光波长的反射率为多少，其输出功率总是随着 R_2 的增加而减小的，只是当前腔镜的反射率较高时，功率下降并不明显，仅在 $R_2 > 90\%$ 时才迅速下降。这也说明对高增益介质来说，后腔镜 4% 的菲涅耳反射足以提供足够的反馈，获得高功率输出。

容易想到，最佳长度也与掺杂浓度有关，掺杂高的光纤对应较短的光纤长度，如图 4-9 所示。从图中还可以看到，理论上掺杂高的光纤对应更高的转化效率。可以这样理解，对于信号光而言，在总增益和单位长度吸收相同的情况下，较高的掺杂浓度对应着较短的光纤，也就对应着较小的吸收和较大的输出。

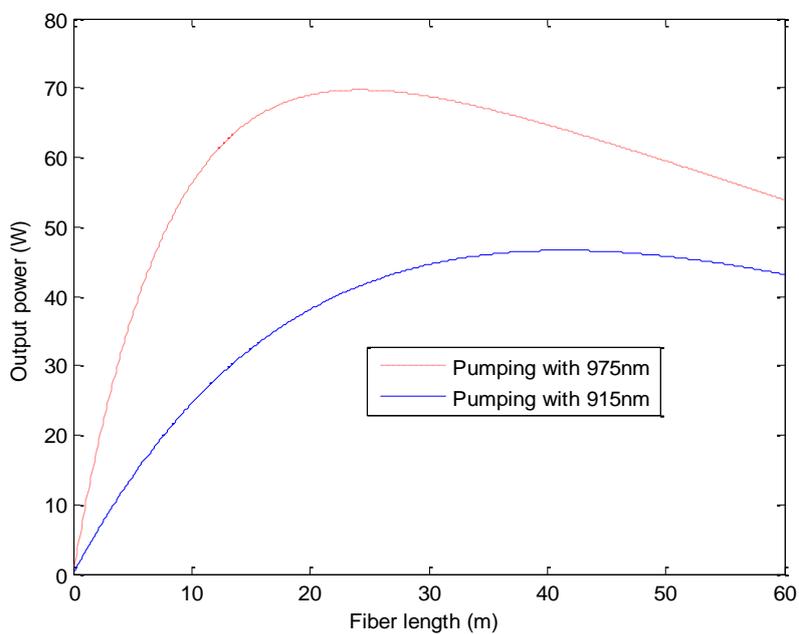


图 4-6 不同波长泵浦时输出功率与光纤长度的关系

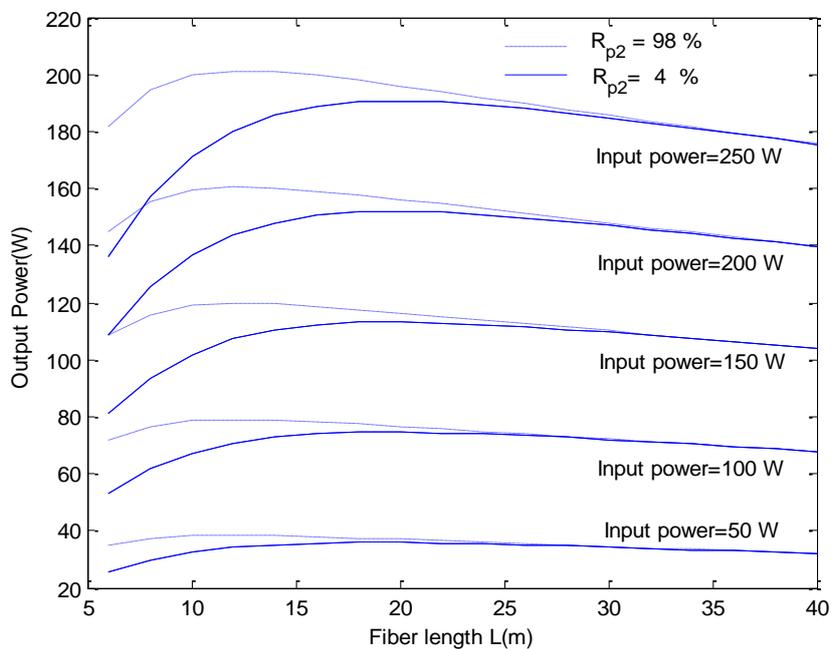


图 4-7 不同功率泵浦时输出功率与光纤长度的关系

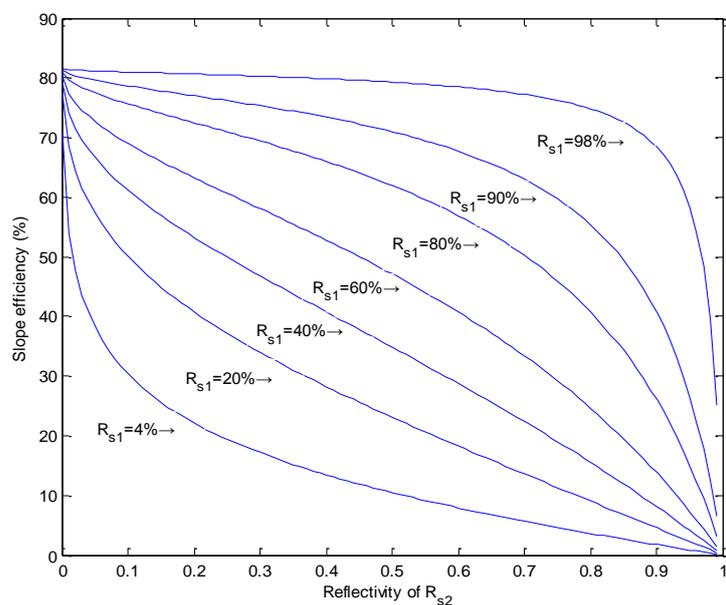


图 4-8 不同前腔镜反射率时转化效率与后腔镜反射率的关系

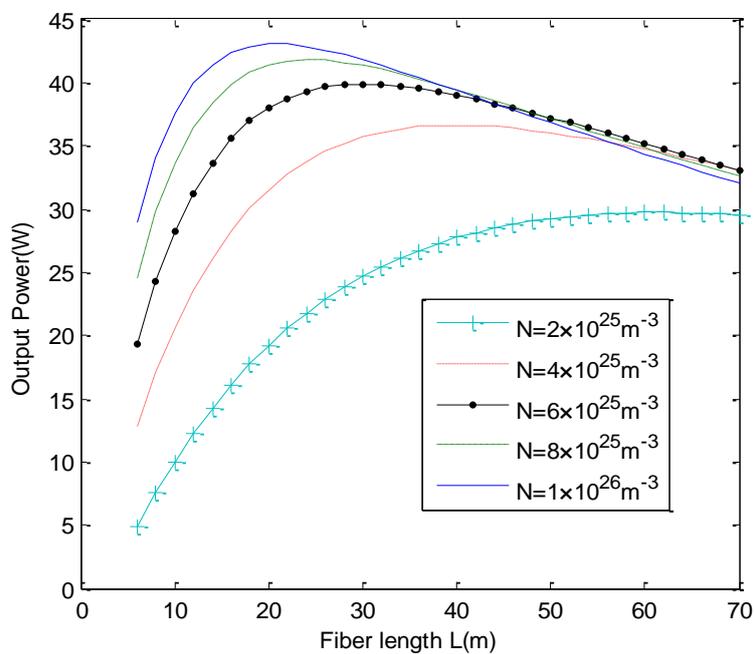


图 4-9 不同掺杂浓度时输出功率与光纤长度的关系

4.2.2 光纤长度对激光阈值的影响

1. 实验现象

图 4-10 给出了实验中斜率效率和泵浦阈值功率随光纤长度的变化关系，可见光纤长度不同，斜率效率变化较大，并且光纤的长度存在一个最佳值，在我们的实验中，22m 光纤的斜率效率为 67.1%，通过优化光纤长度，斜率效率还可以进一步提高。对于泵浦阈值功率来说，不同长度光纤的泵浦阈值功率不同，在我们实验中，对于大于 6m 的光纤，泵浦阈值功率随光纤长度的增加而增加，对于 6m 光纤，泵浦阈值功率为 1.2W，而对于 72m 的光纤，泵浦阈值功率高达 3.3W。

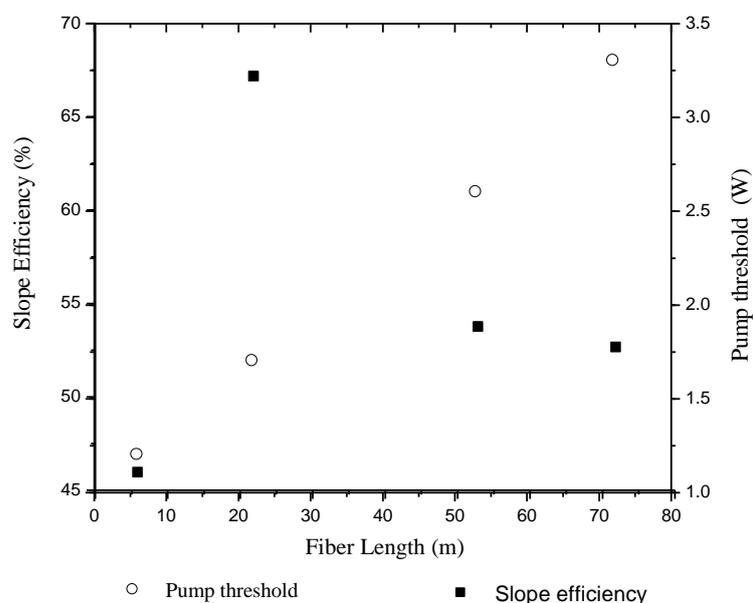


图 4-10 斜率效率和泵浦阈值随光纤长度的变化

2. 理论解释

通过泵浦阈值解析式(4.21)，及不同 975nm 和 915nm 泵浦时的不同参数(4.22)(4.23)，可以方便求出各物理参量之间的关系。

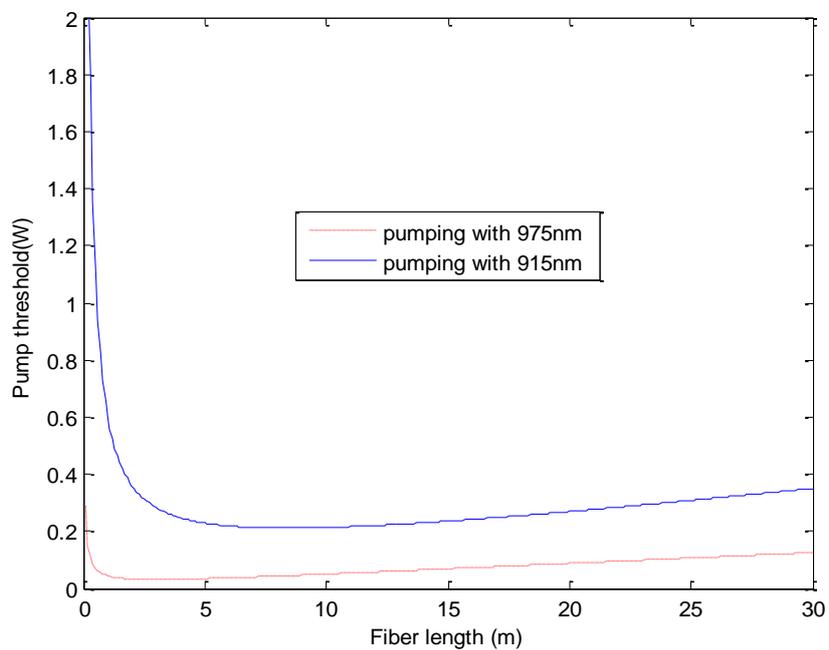


图 4-11 不同泵浦波长时泵浦阈值与光纤长度的关系

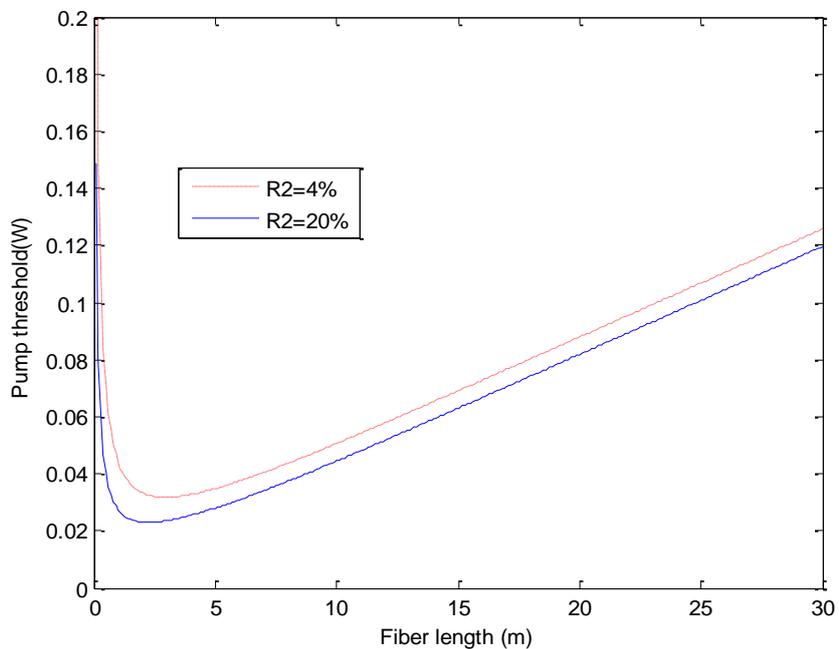


图 4-12 后腔镜反射率不同时泵浦阈值与光纤长度的关系

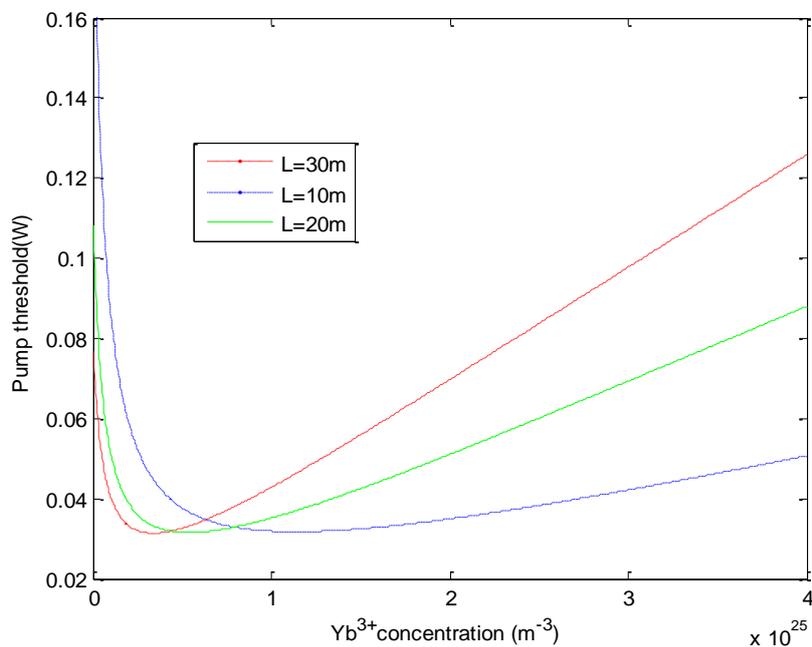


图 4-13 不同长度光纤泵浦阈值与掺杂浓度的关系(线性)

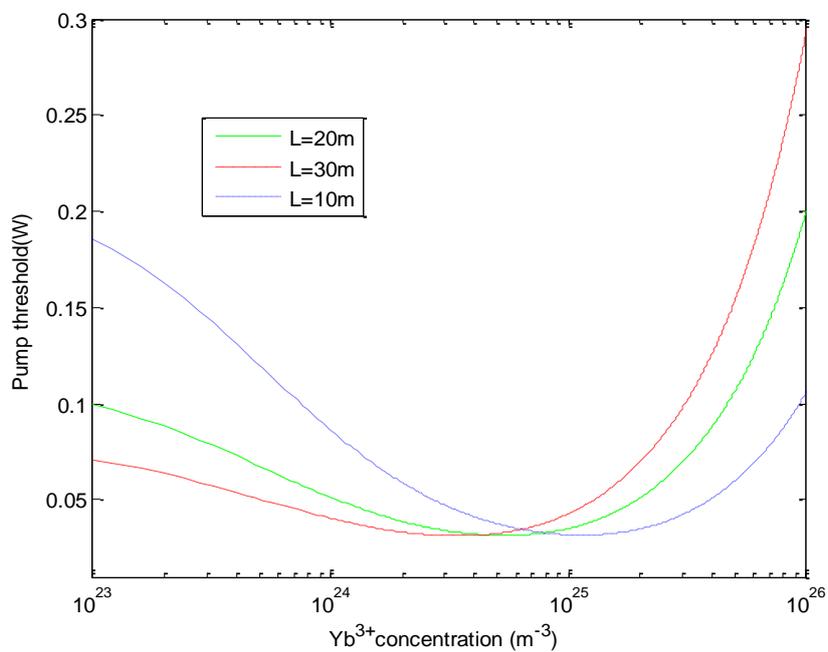


图 4-14 不同长度光纤泵浦阈值与掺杂浓度的关系(对数)

图 4-11 给出了不同泵浦波长时泵浦阈值与光纤长度的关系，光纤太短或太长时阈值较大。所以对于泵浦阈值来说，也存在一个最佳长度，对应于最小的阈值。但这个阈值对应的最佳波长与输出功率对应的最佳长度并不一致，如图 4-6 所示，975nm 泵浦时，最大输出功率对应的最佳长度约为 18m，而同一参数的理论模拟所得到的最小阈值所对应的最佳长度约为 1m。915nm 泵浦时，最大输出功率对应的最佳长度约为 35m，而同一参数的理论模拟所得到的最小阈值所对应的最佳长度约为 8m。

图 4-11 显示，975nm 泵浦时，如果光纤长度大于 1m，则泵浦阈值与光纤长度成正比关系，这一点很好地解释了图 4-10 中观察到的阈值随光纤长度线性增加的实验现象。另外从图 4-12 还可以看到，如果提高后腔镜反射率，可以有效地降低泵浦阈值。

通过泵浦阈值解析式(4.21)，还可以得到与泵浦阈值与掺杂浓度的关系，如图 4-13 所示，图 4-14 是横坐标取对数得到的对应关系。从图中可以看到，对于掺杂浓度而言，存在一个最佳浓度，对应着最小的泵浦阈值。而这个最佳浓度还与光纤长度有关，光纤越长对应的最佳浓度越高。从图中还可以看出，当掺杂浓度小于这个最佳浓度时，较长光纤对应着较小的泵浦阈值；而当掺杂浓度大于最佳浓度时，较长光纤对应着较大的泵浦阈值。

4.2.3 光纤长度对输出谱线的影响

3. 实验现象

实验中还观察到了光纤长度对双包层掺 Yb 光纤激光器的输出波长的影响。图 4-15 是 6m、22m 和 53m 光纤激光器的输出光谱。可见，我们掺 Yb 光纤激光器的输出光谱特性不是很不好，属于多纵模激光输出。对于 6m 的光纤激光器，其峰值波长在 1093.7nm，在 1091nm~1096.4nm 的范围内都激光输出；对于 22m 的光纤，峰值波长在 1100nm，在 1094.9nm~1105.6nm 的范围内有激光输出；对于 53m 的光纤，峰值波长在 1105.7nm，在 1095nm~1105.8nm 的范围内有激光输出。从实验可知，随着光纤激光器所用光纤长度的增加，辐射激光峰值波长向长波偏移。对于我们所用的国产掺 Yb 双包层光纤，激光峰值波长随光纤长度的变化率约为 0.25nm/m。

4. 理论解释

光纤长度除了对双包层光纤激光器的输出功率特性有很大的影响之外，还和辐射激光波长有关^[9]。陈柏等人推导出了掺 Yb 光纤中波长为 λ 的信号光通过长度为 L 光纤的总增益^[10]：

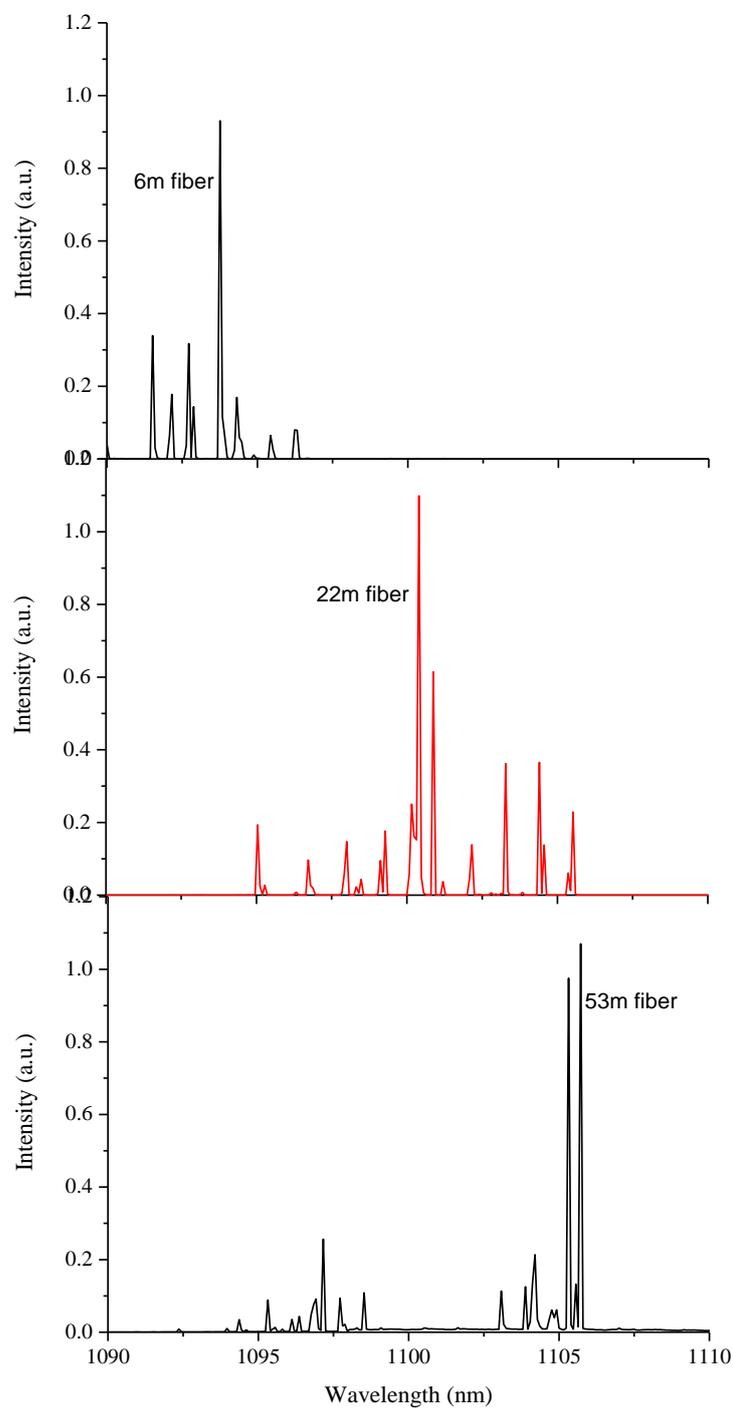


图 4-15 不同长度光纤的输出激光波长特性比较

$$G(\lambda, L) = \frac{\tau\sigma_{al}I_p(0)}{h\nu_p} \left[1 + \frac{Z_1}{Z_u} \exp\left(\frac{E_{ZL} - hc\lambda^{-1}}{KT}\right) \right] \left[1 - \exp\left(\frac{I_p(0)}{I_c} - n\sigma_{ap}L\right) \right] - n\sigma_{al}L \quad (4.24)$$

其中 Z_1 、 Z_u 为 Yb 离子与荧光发射和吸收有关的 $^2F_{5/2}$ 和 $^2F_{7/2}$ 两能级的配分函数， E_{ZL} 为激光上下能级因斯塔克分裂而成的两组能级中最低能级之差， σ_{al} 和 σ_{ap} 分别表示波长为 λ 的激光和波长为 λ_p 的泵浦光的吸收截面积。

对于给定的激光波长，因光纤长度 L 的变化而使其获得最大增益的条件为

$$\frac{\partial G(\lambda, L)}{\partial L} = 0 \quad (4.25)$$

则可以得到：

$$1 + \frac{Z_1}{Z_u} \exp\left(\frac{E_{ZL} - hc\lambda^{-1}}{KT}\right) = \exp\left[Ln\sigma_{ap} - \ln\left(\frac{\sigma_{ap}}{\sigma_{ep} + \sigma_{ap}} \frac{I_p(0)}{I_c}\right) - \frac{I_p(0)}{I_c}\right] \quad (4.26)$$

从上式可以看出，在掺 Yb 光纤激光器中，对于确定的泵浦波长和掺杂浓度，光纤长度 L 的增大将使更长波长的激光获得最大增益。因而，对于参数一定的双包层光纤，随着光纤长度的增加，激光输出波长向长波方向移动。

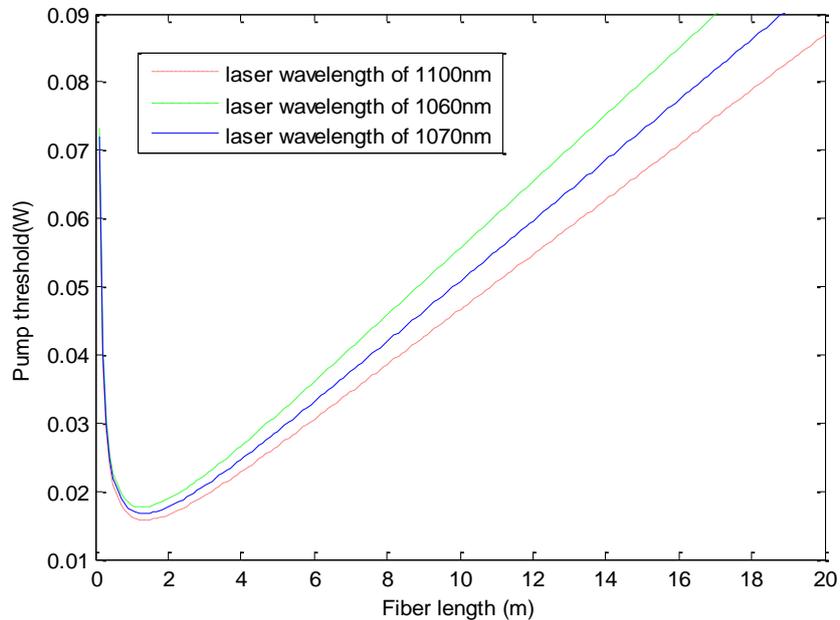


图 4-16 激光波长不同时泵浦阈值与光纤长度的关系

另外，通过式 (4.21) 还可以得到不同激光波长所对应的泵浦阈值，如图 4-16 所示。理论模拟时不同波长所取参数为：

对于 1100nm 激光，各参数取值如下：

$$\lambda_p = 1100nm, \quad \sigma_{as} = 1.0 \times 10^{-27} m^2, \quad \sigma_{es} = 2.0 \times 10^{-25} m^2 \quad (4.27)$$

对于 1060nm 激光，各参数取值如下：

$$\lambda_p = 1060nm, \quad \sigma_{as} = 6.0 \times 10^{-27} m^2, \quad \sigma_{es} = 8.5 \times 10^{-25} m^2 \quad (4.28)$$

对于 1070nm 激光，各参数取值如下：

$$\lambda_p = 1070nm, \quad \sigma_{as} = 3.0 \times 10^{-27} m^2, \quad \sigma_{es} = 2.5 \times 10^{-25} m^2 \quad (4.29)$$

图 4-16 显示，对应掺镜光纤来说，975nm 泵浦时，如果光纤长度大于 1m，则泵浦阈值随光纤长度的增加而线性增加。而且各激光波长的阈值并不一样，较长波长对应着较低的泵浦阈值，随着光纤长度的增加，这种阈值的差别也增大，也就是说光纤越长，较长波长的激光越容易起振。虽然图 4-16 只给出三条激光波长的曲线，但可以理解如果没有波长选择措施(如布拉格光栅)，随着光纤的增加，激光波长应该向长波方向移动。这也很好地解释了图 4-5 中的实验现象。

4.3 单端泵浦与双端泵浦的对比研究

1. 实验现象

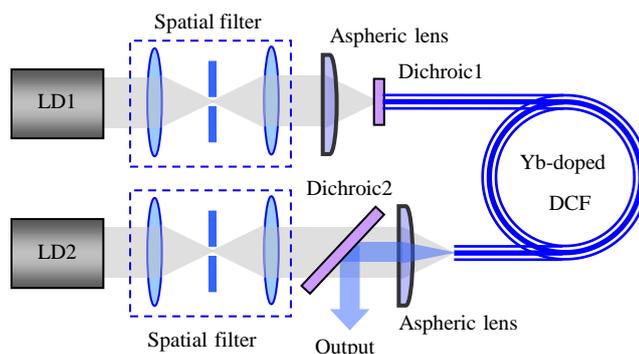
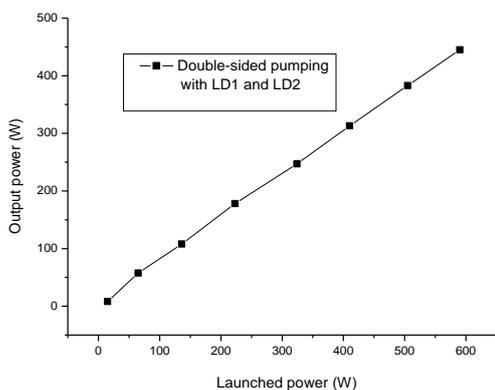


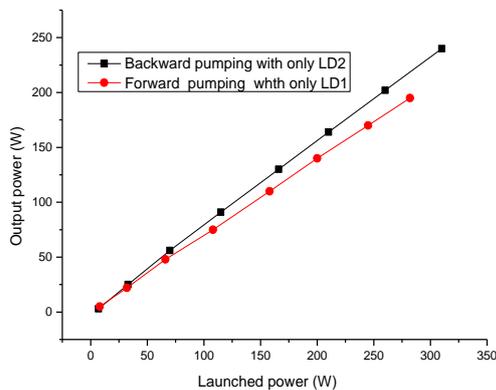
图 4-17 双端泵浦实验装置

我们采用芯径 30 μm，内包层 450/400 μm，15m 长的双包层光纤，对单端泵浦和双端泵浦进行了对比实验研究^[11]。实验装置如图 4-17 所示。两个大功率 LD 经过整形、滤波后平行输出，由非球面透镜耦合入光纤。双色镜 1 和光纤

的输出端面构成谐振腔，激光经 45° 放置的双色镜 2 反射输出。双色镜对泵浦光高透，对激光高反 (975nm, $T \sim 95\%$, 1080nm-1150nm, $R > 99.8\%$)。如果只用 LD1 泵浦，我们称为单端正向泵浦；如果只用 LD2 泵浦，我们称为单端反向泵浦；两个 LD 同时泵浦，我们称为双端泵浦，或双向泵浦。

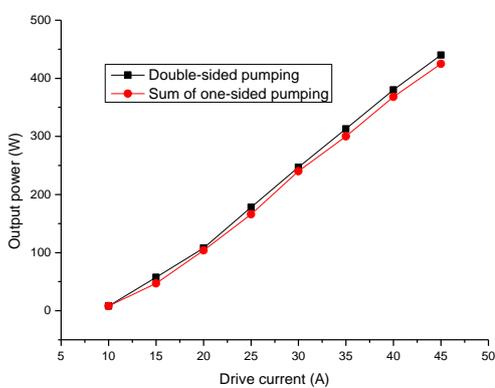


(1)双端泵浦实验曲线

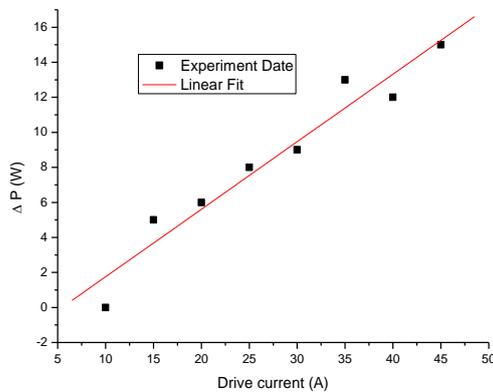


(2)单端泵浦实验曲线

图 4-18 输出功率与入纤功率关系



(1) P_{double} 和 $(P_{\text{forward}} + P_{\text{backward}})$ 曲线



(2) $P_{\text{double}} - (P_{\text{forward}} + P_{\text{backward}})$ 曲线

图 4-19 双端泵浦输出功率与单端泵浦加和功率比较

如图 4-18 所示，正向泵浦获得了 193W 的激光输出，对应着 LD1 最大入纤功率 280W，斜率效率约为 70%；反向泵浦获得了 243W 的激光输出，对应着 LD1 最大入纤功率 310W，斜率效率约为 78%；双向泵浦获得了 444W 的激光输出^[12]，对应着 LD1 最大入纤功率 590W，斜率效率约为 75%。显然反向泵浦对应着较高的功率转化效率。

我们把在同一入纤功率下，正向泵浦和反向泵浦获得的输出功率相加，和双向泵浦获得的输出功率进行对比，得到图 4-19 所示结果。说明反射泵浦得到的输出功率和转化效率比单向泵浦的加和功率还要大。

2. 理论解释

根据 36 页 2.3.2 线形腔速率方程一节中相关公式，求解速率方程 (2.35) 式和 (2.36) 式，可以求得各物理参量，直接求其解析解比较困难，但利用边界条件和自洽关系，利用 Matlab 可以方便求得其数值解。

双端泵浦时信号光和泵浦光的边界条件为：

$$P_s^+(0) = R_{s0}P_s^-(0), \quad P_s^-(L) = R_{sL}P_s^+(L) \quad (4.30)$$

$$P_p^-(L) = R_{pL}P_p^+(L) + P(L), \quad P_p^+(0) = R_{p0}P_p^-(0) + P(0) \quad (4.31)$$

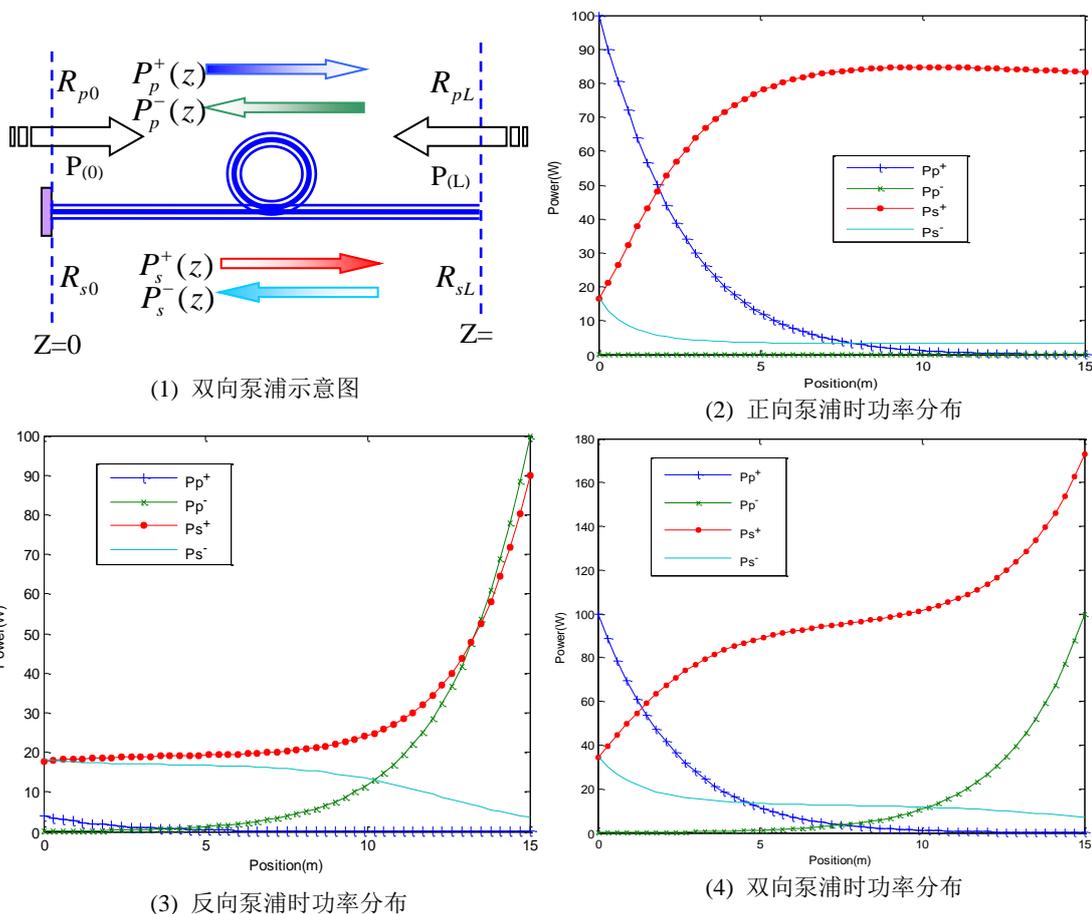


图 4-20 不同泵浦方式下光纤内部的功率分布

图 4-20 模拟了光纤内部的功率分布，横坐标是光纤长度即 15m, 纵坐标是功率。四条曲线代表正向传播及反射传播的信号光及泵浦光功率分布，各功率的符号及意义由图 4-20(1) 给出。

在输出端有如下关系：

$$P_{out} = P_s^+(L) - P_s^-(L) \quad (4.32)$$

容易得到输出功率与光纤长度的关系，为了方便对比，我们让入纤功率均为 100W，这样得到的输出功率也就是光光转化效率，如图 4-21 所示。图中显示，反向泵浦时输出功率和光光效率较高，和实验规律一致(图 4-18)。从图中还可以看出，15m 长光纤略微过长，输出功率有点下降。

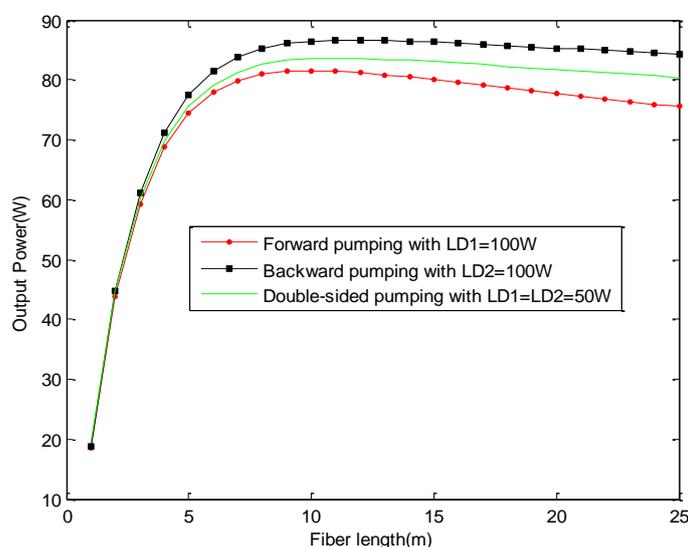


图 4-21 不同泵浦方式下输出功率与光纤长度的关系

4.4 高平均功率连续光纤激光器

2005年11月，我们利用上一节所述双包层光纤(内包层 450/400 μm , NA0.37; 纤芯 30 μm , NA0.15, 长度 13m)，优化了光纤长度，改进了泵浦耦合系统，光纤被均匀缠绕在金属圈上，并在光纤两端设计了 V 形槽金属夹具及水冷装置。在最大入纤功率 672W 时，获得了 534W 激光输出，斜率约为 80%，如图 4-22 所示。这是目前我们利用国产双包层光纤获得了最高输出功率。从实验数据可以看到，斜率效率在高功率端仍有降低，这可能是由热问题引起的。

对于双包层光纤激光器，虽然其散热非常特性好，但是如果泵浦光足够强，泵浦引起的热问题也会导致严重的问题，如由于基质材料热扩散而引起的应力^[13]和折射率变化^[14]，热透镜效应^[15]，甚至将玻璃熔化。掺杂光纤的温度升高，也会引起其输出波长的变化^{[16], [17]}。由于散热问题，掺杂纤芯中温度的升高也会降低量子效率，当然这个热致量子效率的下降效应比较小，如对于 Nd 离子的 ${}^4F_{3/2}$ 到 ${}^4I_{11/2}$ 的跃迁，当温度从室温升到 300°C 时，量子效率将会下降 6%。这些都表明，对于高功率光纤激光器来说，热问题将是一个不容忽视的重要问题。

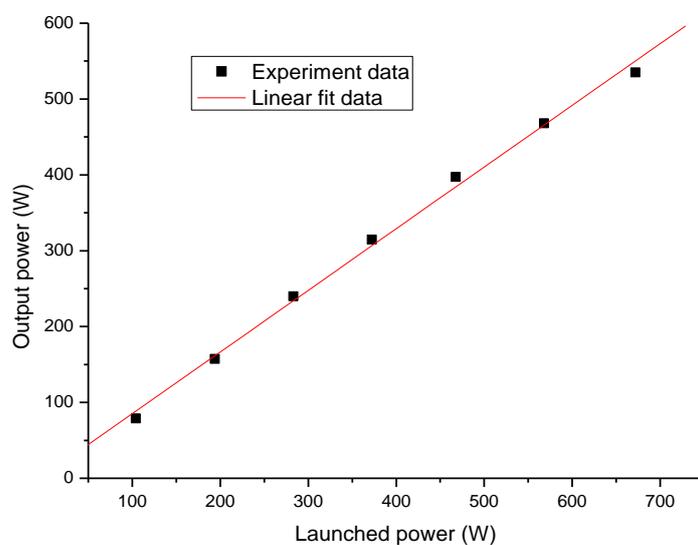


图 4-22 高功率光纤激光器输出功率与入纤功率关系

参考文献

- [1]徐世祥, 管富义, 林尊琪, 范滇元.高功率激光系统空间滤波器透镜焦距的选择及其测量.中国激光, 1996, A23 (12) :1077~1080
- [2]王之江, 光学设计理论基础(第一版), 科学出版社, 北京, 1965
- [3]辛企明, 近代光学制造技术, 北京: 国防工业出版社, 1997
- [4] I.kelson and A.A.Hardy, Strongly pumped fiber lasers, IEEE J.quantum electronics, (1998)34(9),1570-1577
- [5] 武自录, 陈国夫, 王贤华, 王屹山, 赵尚弘, 任友来, 赵卫, 侯洵, 掺 Yb 双包层光纤激光器的数值分析, 光子学报, 2002, 31 (2), 332-336
- [6] Guijun Hu, Chengyu Shan , Xiaoying Deng , Jun Zhang , Yuzhai Pan , Lijun Wang, Thresholdcharacteristics of linear cavity Yb³⁺-doped double-clad fiber laser, Optics & Laser Technology 37 (2004) 3-7,
- [7] Amos Hardy, Oron R. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers [J].IEEE Journal of Quantum Electronics, 1977, 33(3) :307-313.
- [8] Paschotaa R, Nilsson J, Tropper AC, et al. Ytterbium-doped fiber amplifiers. IEEE J Quantum Electron 1977,33(7): 1049-1056.
- [9] J. R. Armitage, R. Wyatt, B. J. Ainslie et al., High efficient 980nm operation of an Yb-doped silica fiber laser. Electron. Lett., 1998, 25(5):298-299.
- [10] 陈柏, 陈兰荣, 林尊琪, 运用波长与光纤长度关系选择激光波长, 中国激光, 1999, Vol.A26, No.12: 1061-1065.
- [11] D.Xue,Q.Lou,Jun Zhou, Comparison of Yb-doped fiber laser with one-end and double-end, Optics & Laser Technology, 2006
- [12] 楼祺洪, 周军, 朱健强, 薛冬, 孔令峰, 国产双包层掺镱光纤实现 440W 的连续高功率激光输出, 中国激光, 2005/01
- [13] David C. Brown, and Hanna J.Hoffman., Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers. IEEE Journal of quantum electronics.2001,37(2):207-217
- [14] M.K.Davis,M.J.F.Digonnet,R.H.Pantell. Thermal effects in doped fibers. J.Lightwave Technol. 1998, 16:1013~1023
- [15] L.Zenteno. High-power double-clad fiber lasers.J.Lightwave Technol. 1993, 11:1435~1446
- [16] C.J.da Silva,M.T.de Araujo,E.A.Gouveia, and A.S.Gouveia-Neto. Fourfold output power enhancement and threshold reduction through thermal effects in an Er/Yb-codoped optical fiber laser excited at 1064nm. Optics Letters.1999,24(18):1287-1289
- [17] Nathan A.Brilliant and Kalliroi Lagonik., Thermal effect in a dual-clad ytterbium fiber laser. Optics Letters. 2001,26(21)1669-1671

5 大模场面积光纤激光特性研究

5.1 大模场面积光纤的基本特性

5.1.1 单横模光纤的局限性

利用单模纤芯的双包层光纤可以实现具有衍射极限光束质量的输出，但是纤细的纤芯会限制泵浦功率的输入，从而无法获得的更高的输出功率。

双包层光纤激光器功率提高的限制主要来自于纤芯本身，一是光纤端面的光损伤，二是光纤中的非线性效应限制了功率的提高。纯石英的激光损伤阈值非常高，在脉冲激光下的损伤阈值约为^[1]10GW/cm²，即100W/μm²，对于连续激光来说，石英的激光阈值约为2GW/cm²，即20W/μm²。对于掺杂石英光纤来说，由于掺杂引起的纯度和均匀性的降低，光纤端面的激光损伤阈值还要大大降低。目前已有实验表明^[2]，连续光纤激光器中石英光纤端面所承受的最高功率密度可以达到1GW/cm²，即10W/μm²。但是为了保证激光器的可靠工作，激光器设计时一般使该值不超过2W/μm²。据此，对于典型的6~10μm纤芯直径的双包层光纤来说，其可能实现的激光功率也就在百瓦量级。

由于双包层光纤激光器纤芯中的激光功率密度非常高，且光纤较长，非线性效应出现的可能性就很大。光纤中主要的非线性效应包括：受激布里渊散射（SBS）、受激拉曼散射（SRS）和自相位调制（对脉冲激光来说）。对于窄带、连续波的激光在光纤中的传输，布里渊散射阈值 P_{th-B} 和拉曼散射阈值 P_{th-R} 分别可以按下式来粗略地估算^[3]：

$$P_{th-B} \approx \frac{21S_{core}}{g_B L_{eff}} \quad (5.1)$$

$$P_{th-R} \approx \frac{16S_{core}}{g_R L_{eff}} \quad (5.2)$$

其中 g_B 和 g_R 分别表示布里渊增益系数和拉曼增益系数， S_{core} 表示纤芯的横截面积， L_{eff} 表示有效作用长度。由于拉曼增益 g_R 比布里渊增益 g_B 低100倍以上（如在1μm波段，对于100μm²的有效光斑，拉曼增益为 4×10^{-3} dB/m/W，

布里渊增益为 $2\text{dB/m/W}^{[4]}$), 所以光纤中的拉曼散射阈值 P_{th-R} 远高于布里渊散射阈值 P_{th-B} 。正因如此, 对于光纤激光器来说, 限制输出功率的提高主要非线性效应是光纤中的受激布里渊散射。根据公式(5.1), 对双包层光纤来说, 通过增大纤芯面积和减小光纤长度, 可增大受激布里渊散射的阈值^{[5], [6]}。

因此为了克服端面激光损伤和非线性效应这两个因素给功率提高带来的限制, 我们可以通过增大芯径来得到更高功率输出。但是由(2.22)式可知, 光纤激光器能否实现单模激光输出, 要满足:

$$V = \frac{\pi \cdot d \cdot NA_0}{\lambda} < 2.4 \quad (5.3)$$

其中:

$$NA_0 = \sqrt{n_0^2 - n_1^2} = \sqrt{2n\Delta n} \quad (5.4)$$

为纤芯的数值孔径, d 为纤芯直径, n_1 和 n_0 分别为内包层和纤芯的折射率。因而要保证双包层光纤激光器实现单模的激光输出, 纤芯的参数应满足上述的条件。在常规的双包层光纤制作工艺中, 工作于 $1\mu\text{m}$ 左右的典型双包层光纤的单模纤芯的直径一般是 $6\sim 10\mu\text{m}$, NA 值在 $0.1\sim 0.15$ 。所以在增加纤芯直径的同时, 要减小 NA , 才能保证 $V < 2.4$, 如图 5-1 所示。但是, 由于光纤材料选择本身的限制, NA_0 也不可能很小, 目前, 在技术上已经可以实现的最小 NA_0 为 $0.05\sim 0.06$, 对应的最大单模纤芯直径约为 $17\mu\text{m}$ 。

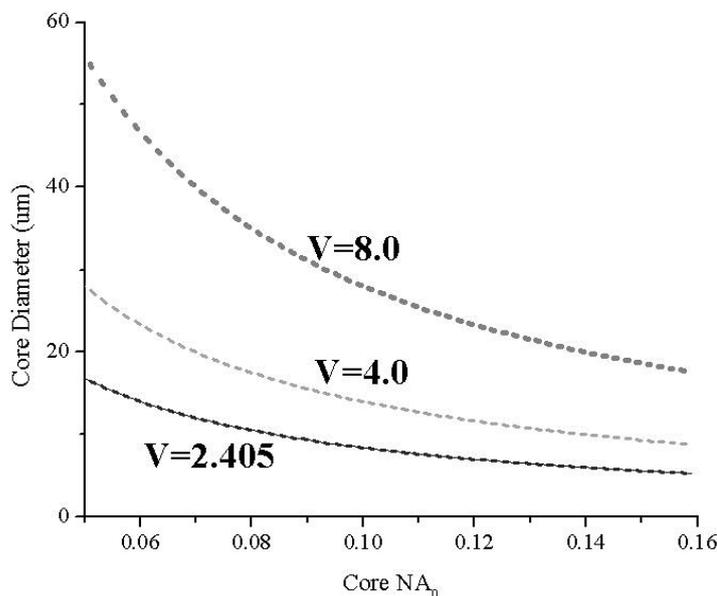


图 5-1 V 值一定时, 纤芯直径和数值孔径的关系曲线

另外，第四章中(4.6)式表示了高功率半导体激光到双包层光纤耦合时，对泵浦光束的光束质量的要求：

$$M^2 \sim \frac{NA_1 b \pi}{1.5\lambda} \quad (5.5)$$

在 LD 堆栈式的高功率泵浦模块中，激光功率越高，要求的 LD 数量就越多，由于在空间拼合时各 LD 存在的间距和倾斜等因素，导致光束质量也会下降，要实现高效率的泵浦耦合，相应地就应采用内包层的尺寸 $2b$ 和数值孔径较大的双包层光纤。

5.1.2 大模场面积光纤特性研究

虽然利用单模纤芯的双包层光纤可以实现具有衍射极限光束质量的输出，不过，纤细的纤芯会限制泵浦功率的输入，从而无法获得的更高的输出功率。通过增大纤芯直径以及减小其数值孔径，激光器是可以单模运作的。并且可以同时减少自发辐射被纤芯俘获的几率，减少光纤内的功率密度，进而提高产生非线性效应的阈值。不仅如此，对于一个给定的玻璃掺杂浓度以及包层直径而言，其总的激活粒子数目，以及能量储存能力也随着纤芯直径平方值的增加而增加。近年来为了进一步提升单根光纤的输出功率，以及避免高功率运作时的非线性效应和激光损伤对光纤激光器的影响，各国研究人员都采用了大模场面积 (large mode area, LMA) 光纤技术。

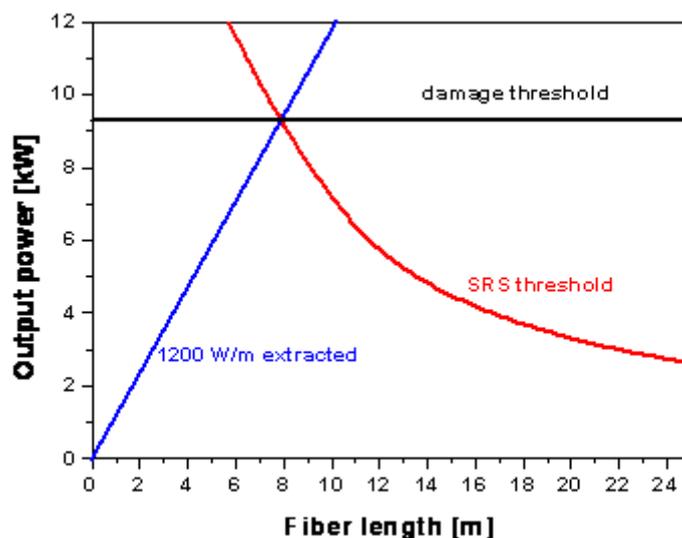


图 5-2 芯径 $35\mu\text{m}$ 光纤的功率极限

图 5-2 给出了单根大模场面积光纤的理论功率极限^[7]。模拟计算时所取石英光纤端面所承受的最高功率密度为 $10\text{W}/\mu\text{m}^2$ ，光纤直径取 $35\mu\text{m}$ 。光纤端面损伤阈值决定了单根光纤最高输出功率约为 9.6kw ，非线性效应阈值决定了此时光纤光度不能超过 8m 。这样的话平均每米光纤的提取功率为 $1.2\text{kw}/\text{m}$ ，而掺镱石英光纤的热负荷约为提取功率的 10% ，所以对于高功率激光器而言热问题较为严重，必需采取有效的冷却装置进行散热处理。

由(4.20)和式(4.21)可以理论模拟增加纤芯直径对输出功率和泵浦阈值的影响。

图 5-3 和图 5-4 给出了不同芯径光纤的泵浦阈值和输出功率与光纤长度的关系。从图 5-3 可以看出，内包层尺寸不变的话，增加芯纤尺寸，将有利泵浦光的吸收，因而对应着较短的光纤，而转化效率没有明显变化。图 5-4 给出了不同尺寸光纤的阈值随光纤长度的变化，图中显示如果光纤不是太短，内包层尺寸不变的情况下，纤芯较大的对应着较小的泵浦阈值。

图 5-5 和图 5-6 给出了不同长度光纤的泵浦阈值和输出功率与纤芯直径的关系。从图 5-5 可以看出，对于内包层面积一定光纤的泵浦阈值而言，纤芯直径存在一个最佳尺寸对应阈值最小。而且这一最佳尺寸随光纤长度增加而减小。图 5-6 显示内包层尺寸一定时，输出功率随着纤芯直径的增加先增加后减小，也就是说为了获得高功率输出，对于长度一定的光纤来说，芯径的增加并不是越大越好，也存在着一个最佳值，超过这个最佳值，则泵浦光会很快被吸收，光纤将会过长，功率反面会下降。

当泵浦亮度一定的情况下，增加内包层面积可以提高入纤功率。图 5-7 和图 5-8 给出了不同长度光纤的泵浦阈值和输出功率与内包层直径的关系。如图 5-7 所示，当内包层直径较小时(曲线起始端)，泵浦光很快会被光纤吸收，光纤长度过长，因此较长光纤对应着较小的输出功率。纤芯面积不变增加内包层直径，会导致吸收系数降低，因而输出功率会随内包层直径增加而下降。如果光纤较长，则这种下降趋势较为缓慢。由图 5-8 可知，纤芯面积一定时，泵浦阈值会随着内包层直径增加而增加，较长光纤的这种变化较为缓慢。在内包层不太大的时候，较长光纤的泵浦阈值较大。

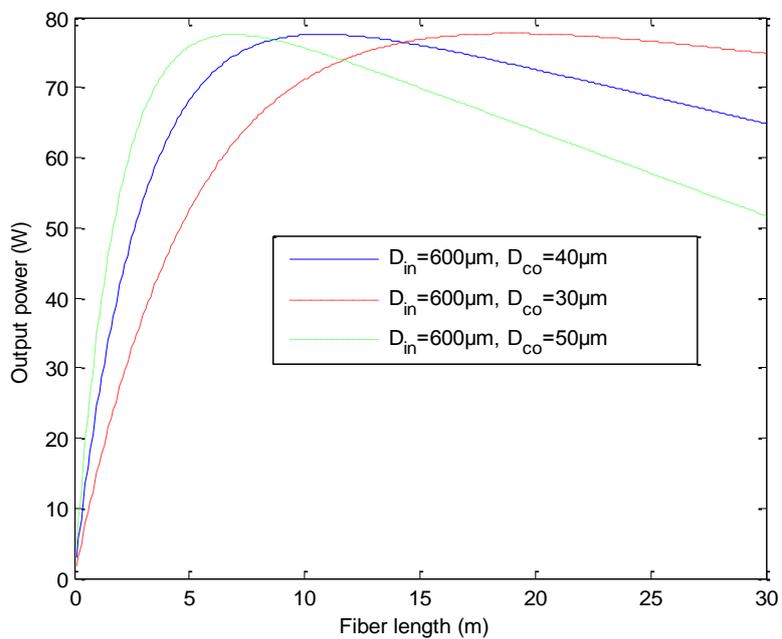


图 5-3 不同尺寸光纤输出功率与光纤长度的关系

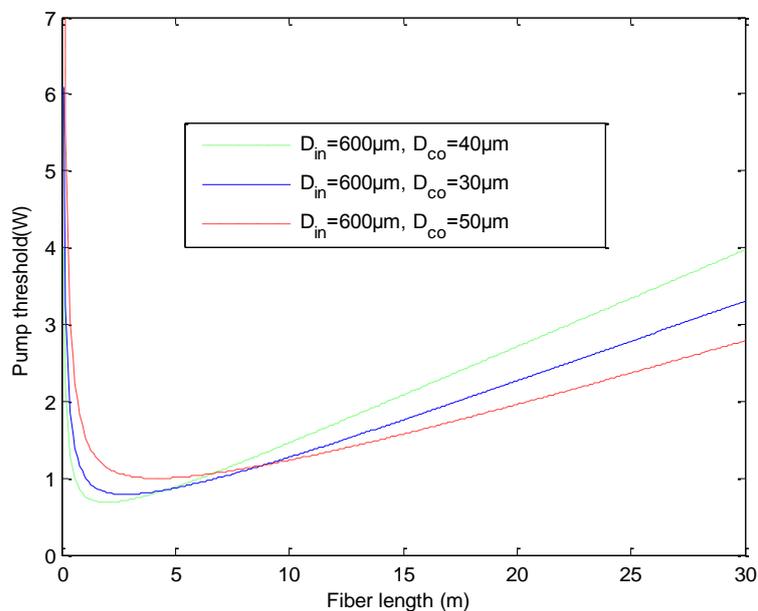


图 5-4 不同尺寸光纤泵浦阈值与光纤长度的关系

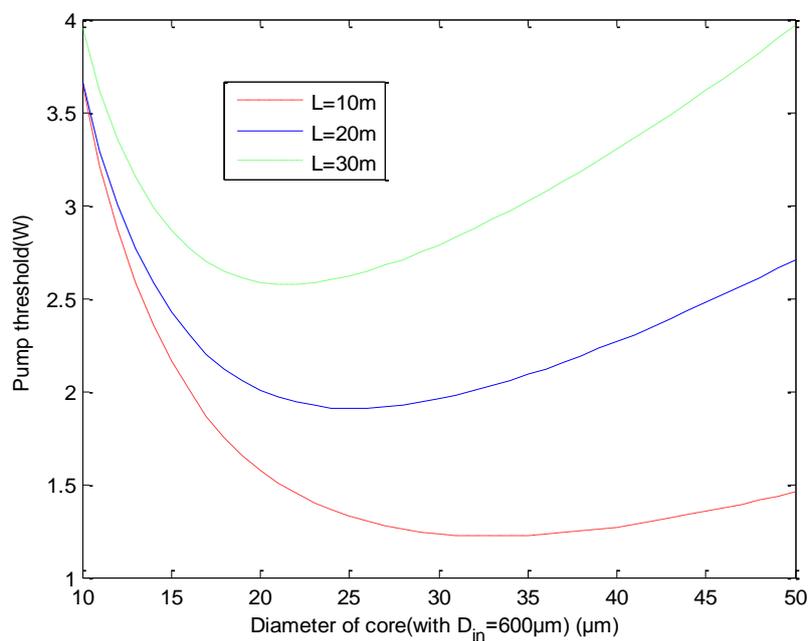


图 5-5 不同长度光纤泵浦阈值与纤芯直径的关系(内包层为 $600 \mu\text{m}$)

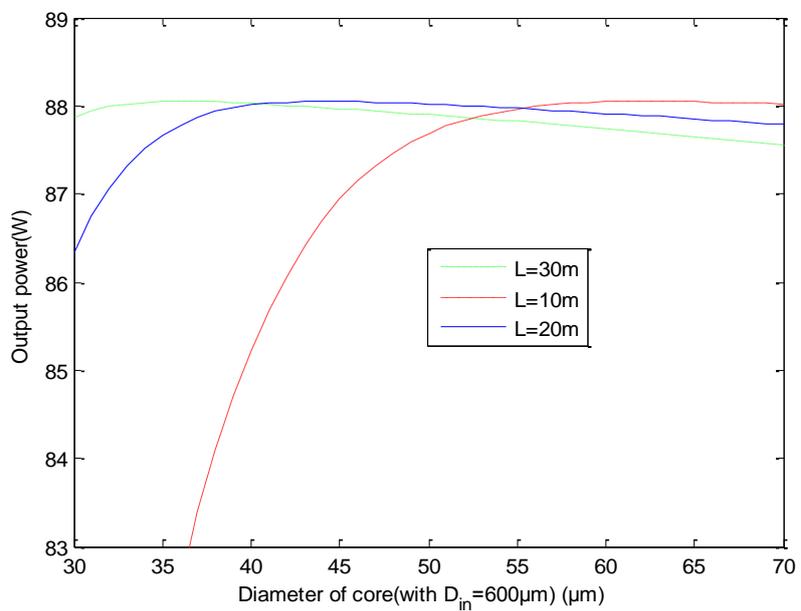


图 5-6 不同长度光纤输出功率与纤芯直径的关系(内包层为 $600 \mu\text{m}$)

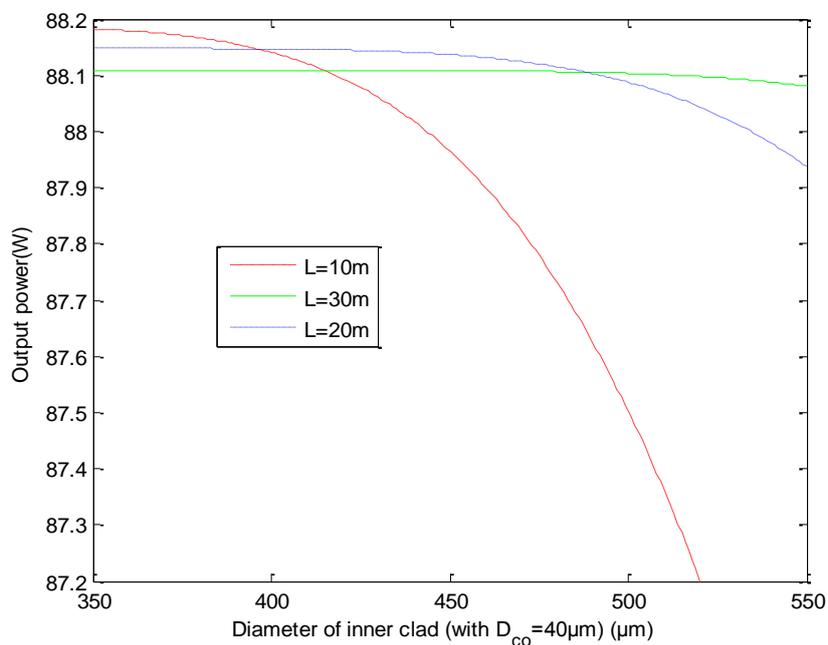


图 5-7 不同长度光纤输出功率与内包层直径的关系(纤芯为 $40\mu\text{m}$)

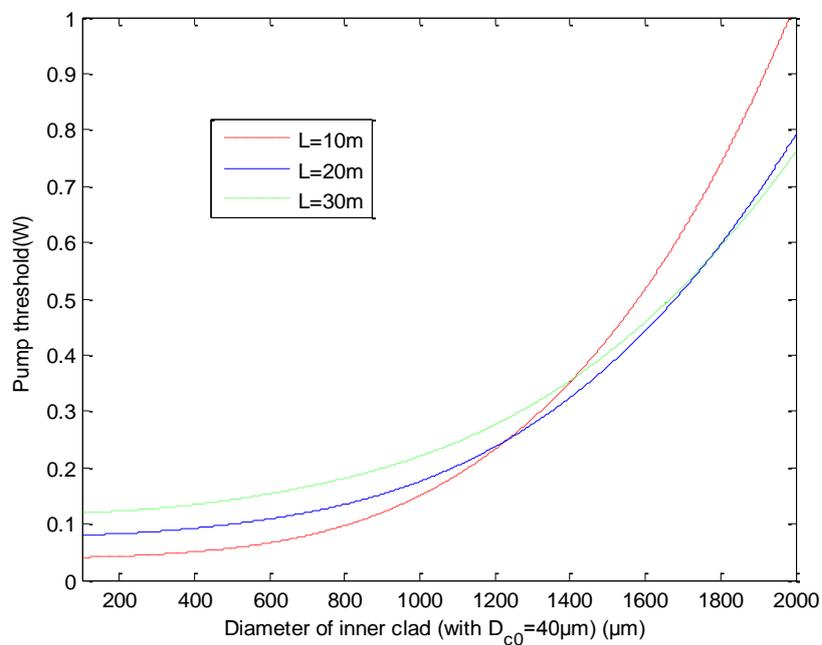


图 5-8 不同长度光纤泵浦阈值与内包层直径的关系(纤芯为 $40\mu\text{m}$)

5.2 大模场面积光纤模式控制研究

当然,对于纤芯直径来讲,并非越大越好。存在一个上限,超过这个上限,就不能保证光纤处于单模运作状态。并且,如果数值孔径太低(小于大概 0.06),光纤开始表现出非常大的弯折敏感性。因此,这些因素确定了光纤数值孔径的下限以及光纤纤芯直径的上限。好在我们可以采用多项不同的技术来抑制高阶激发模式的产生,因此,即便光纤纤芯直径相对较大(这时光纤实际上处于多模运作状态),光纤也可以产生具有衍射极限光束质量的输出。这些技术包括光纤折射率分布的设计、掺杂的设计、特殊的腔体设计、光纤弯折技术(对基模之外的其他所有横模,尽量产生较大的弯折损耗)。

5.2.1 横模模式控制实验研究

将光纤紧密地缠绕在一定半径的圆柱体上,起到分布式空间滤波器的作用,选择合适的缠绕半径就可以抑制其它高阶模^[8]。另一个进行模式选择的方法是将粗芯光纤进行拉锥^[9]。将光纤紧密缠绕,实际上使光纤偏离理想的圆波导状态,光纤的弯曲和扭曲会使得阈值升高、效率降低。而拉锥是使拉锥区域的纤芯接近满足单模条件,从而使得高阶模的损耗增大,使得在而基横模 LP_{01} 的损耗最小,得到高光束质量的激光输出。

上述方法虽然可以增加模式间的损耗差别,但外加的应力可能会使粗芯双包层光纤受到机械损伤^[10],因而对光纤的韧性和机械强度有很高的要求。我们采用外腔限模的方式来进行限模,该方法操作简单,效果明显,已申请了专利。

1. 实验装置

我们采用较大模面积的双包层光纤进行实验,采用镀膜的外腔结构进行限模。对于较粗的多模纤芯的双包层光纤,其激光模式非常差,不是单模输出。根据光波导理论,光纤中低阶模和高阶模的差别就在于发散角的大小,低阶模的发散角接近于光在自由空间传播时光纤芯直径决定的衍射角,所以,采用限制传播方向的谐振腔,通过选模,可以使光纤激光成为单模。为此我们把双色片改换为一个中心镀膜的凹面镜,膜层对激光高反,对泵浦光高透。照射到凹面镜上的激光,只有中心低阶模部分可以返回腔内,形成振荡,因而起到提高光束质量的作用。

实验装置如图所示,二极管激光器发出的准直激光,经空间滤波器,非球面透镜进入光纤进行泵浦。中心镀膜的凹面镜充当腔镜提供反馈,同时起到限模的作用。输出端的光纤端面充当了另一腔镜,提供 4% 的 Fresnel 反射。图 5-9 是正向泵浦的结构,图 5-10 为反向泵浦的结构,两种结构对光束质量而言没

有本质区别。

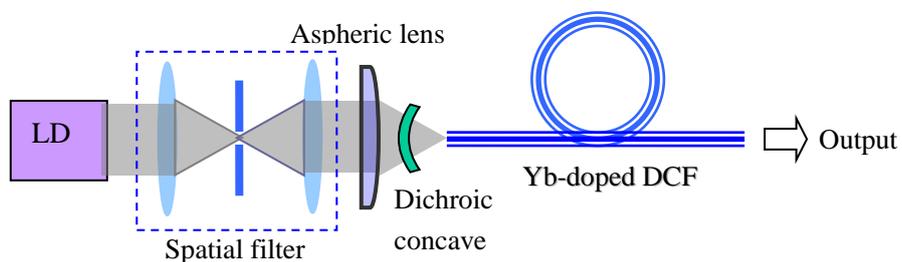


图 5-9 正向泵浦选模实验装置

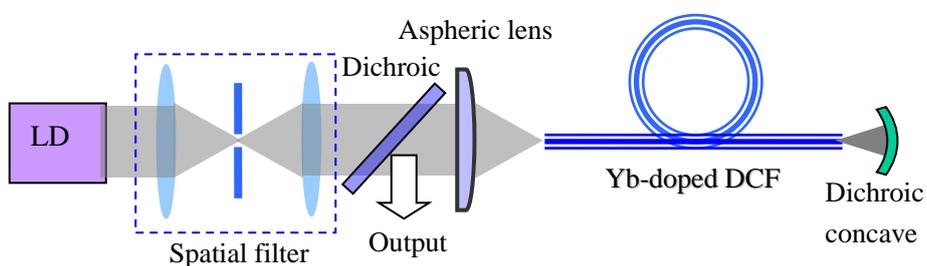


图 5-10 反向泵浦选模实验装置

2. 实验结果

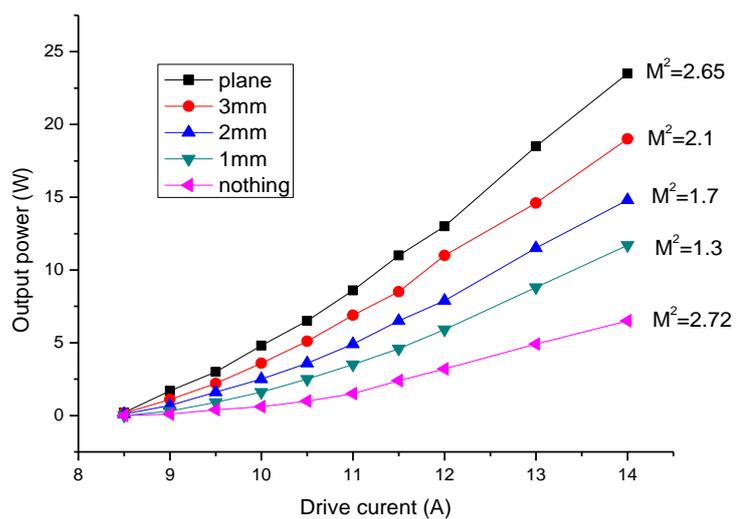


图 5-11 反向泵浦外腔镜选模实验结果

2005 年暑假前，我们采用图 5-10 所示反向泵浦结构，手动测量方式，对武汉 20m 双包层光纤的光束质量进行测量。其 D 内包层尺寸为 650/600 μm，数值孔径为 0.37，其芯径尺寸为 43 μm，数值孔径为 0.08。

我们用凹面镜作外腔反射镜，将近凹面镜一端的光纤研磨为略带角度的平面以削弱自激，通过改变镀膜面积来控制反馈，得到功率及光束质量特性如图 5-11 所示。实验所用凹面镜曲率半径均为 30mm，分别镀以直径为 1mm，2mm 和 3mm 的薄膜，为了便于比较，图中还给出了不加凹面镜时的自激情况(Nothing)，以及紧贴光纤放置平面反射镜的情况(Plane)。从图中可以看出，随着膜面积的减小，斜率效率会随之减小，光束质量有所提高。平面腔镜时斜率效率最高，无腔镜时效率最低，由于没有限模，这两种情况下光束质量都比较差。

光束质量评价的参数有很多，包括聚焦光斑尺寸、远场发散角，β 值和斯特列尔比等，M² 因子同时考虑了束宽和远场发散角的变化对激光光束质量的影响，是评价激光光束质量的有效方法。

M² 因子的定义式为^[11]：

$$M_x^2 = \frac{\pi}{\lambda} \omega_{0x} \theta_x, \quad M_y^2 = \frac{\pi}{\lambda} \omega_{0y} \theta_y \quad (5.6)$$

其中 ω_{0x} 和 ω_{0y} 为光束在 x, y 方向的束腰宽度，θ_x 和 θ_y 为光束在 x 和 y 方向的远场发散角。光束在自由空间中满足光束传输方程为：

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 + \left[\frac{M^2 \lambda}{\pi \omega_0} (z - L_0) \right]^2 \quad (5.7)$$

其中 L₀ 为相对某一参考面束腰 ω₀ 的位置。

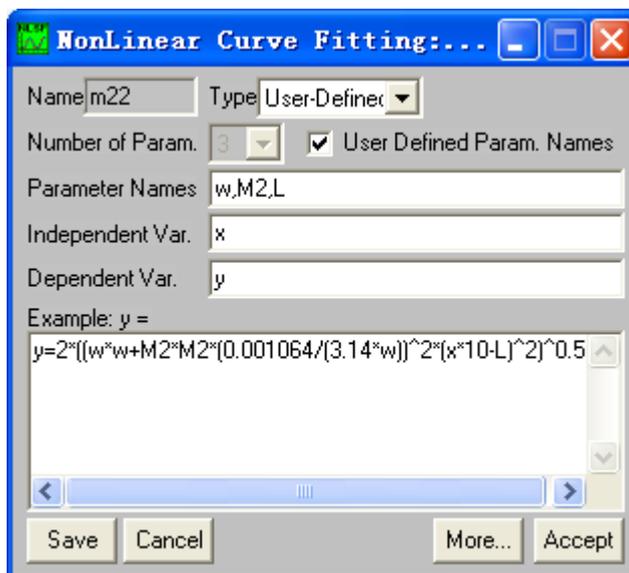


图 5-12 Origin 中自定义函数窗口

测量是手工进行的，在导轨上放置 CCD，测量输出光束聚焦后在焦点附近测量焦斑直径。记录下 CCD 位于导轨上的刻度 z ，和此时测得的焦斑直径 ω_z 。沿导轨移动 CCD，进行多次测量，然后用 origin 按 (5.7) 式进行拟合。

定义一个非线性拟合函数，如图 5-11 所示，在参数名称一栏里填入 ω ， M^2 ， L ；在自变量一栏里填入 x (即上文中 CCD 位于导轨上的刻度 z)；在应变变量一栏里填入 y (即对应位置测得的焦斑直径 ω_z)；在表达式中输入 $y=2*((w*w+M^2*M^2*(0.001064/(3.14*w))^2*(x*10-L)^2)^{0.5})$ 。这样在导入实验测所数据 x, y 后，就可以用这个函数进行非线性拟合。

图 5-13 为镀膜直径 1mm 时对应的拟合结果， M^2 为 1.3。

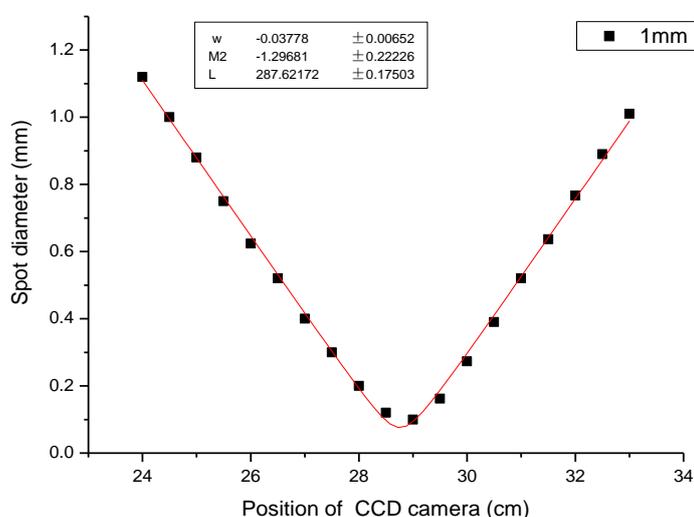


图 5-13 镀膜直径 1mm 时 M^2 测量曲线

暑假之后，是用图 5-9 所示正向泵浦结构，采用 Spiricon 公司的 M^2 分析仪 Beam Propagation Analyzer (step I-II B, M^2 -200)，对武汉 10m 长双包层光纤的光束质量进行自动测量。其 D 内包层尺寸为 $450/400 \mu\text{m}$ ，数值孔径为 0.37，其芯径尺寸为 $30 \mu\text{m}$ ，数值孔径为 0.16。

此时将近凹面镜一端的光纤研磨为斜面时光路极难调节，而且光纤端面极易损坏。因此不得已将光纤两端都研磨为平面。实验研究了凹面镜镀膜分别为 1mm，2mm 和 3mm 时的输出功率及传输质量特性。为了便于比较，还给出了不加凹面镜时的自激情况 (Nothing)，以及紧贴光纤放置平面反射镜的情况 (Plane)。从图中可以看出，随着膜面积的减小，斜率效率会随之减小，光束质量有所提高，变化规律与上一节相同。但由于自激较强，1mm 的凹面腔镜可能并未发挥作用。因而效率反而不及无腔镜的情况，光束质量也较差。此时 2mm 的凹面腔镜对应于最好的光束质量。

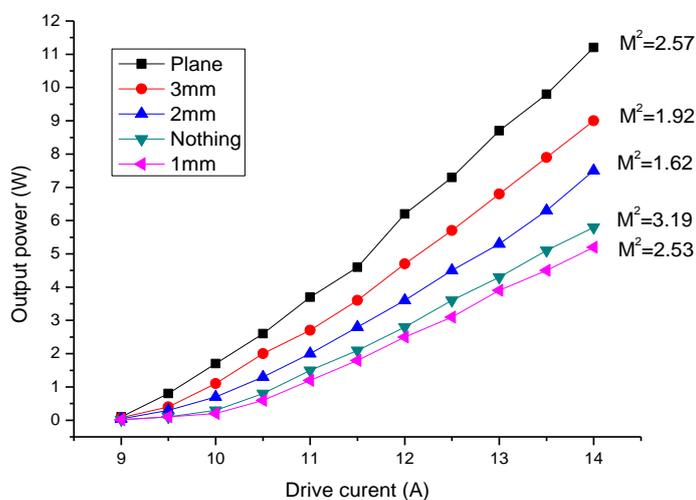


图 5-14 正向泵浦外腔镜选模实验结果

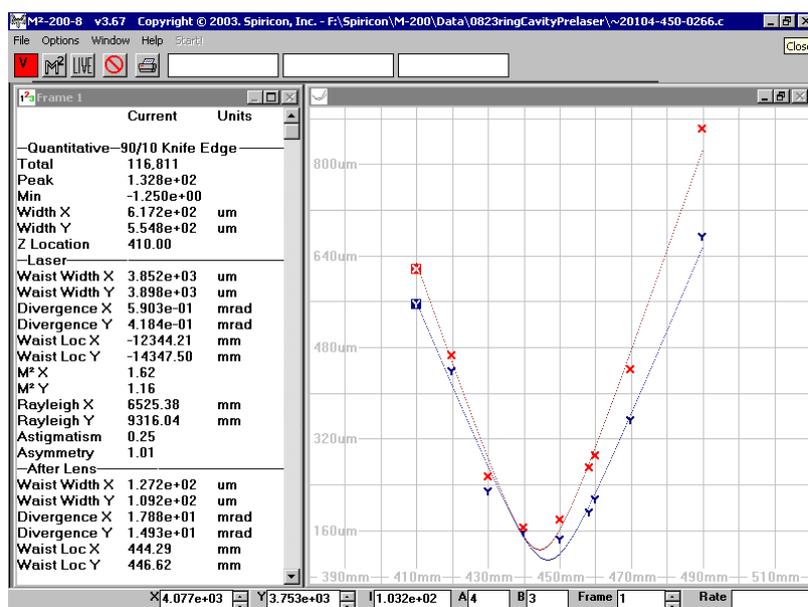


图 5-15 镀膜直径 2mm 时 Beam Propagation Analyzer 所给结果

3. 观察到的横模模式

实验中通过 CCD 显像可以方便的观察到光纤中的模式，由于粗芯光纤的传播的模式较多，因此实际实验中可以观察到多种低阶模，如图 5-16 所示。分别对应于图 5-17 中的前四种模式，即 LP_{01} ， LP_{11} 和 LP_{21} 模。

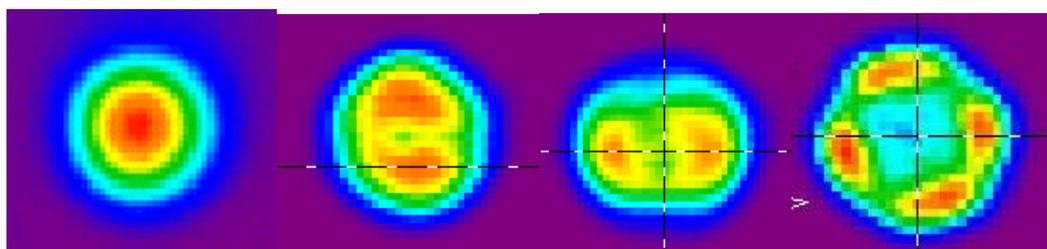


图 5-16 实验中观察到的光纤模式

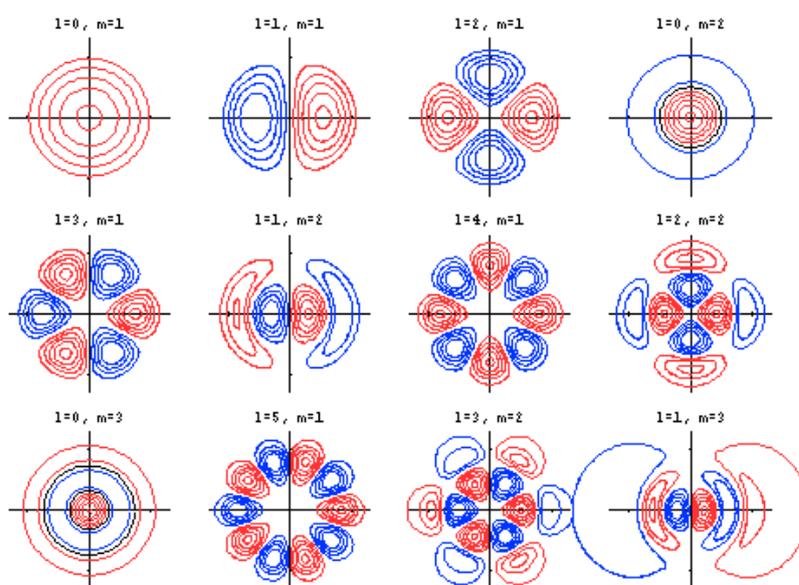


图 5-17 几个低阶 LP_m 模光斑图

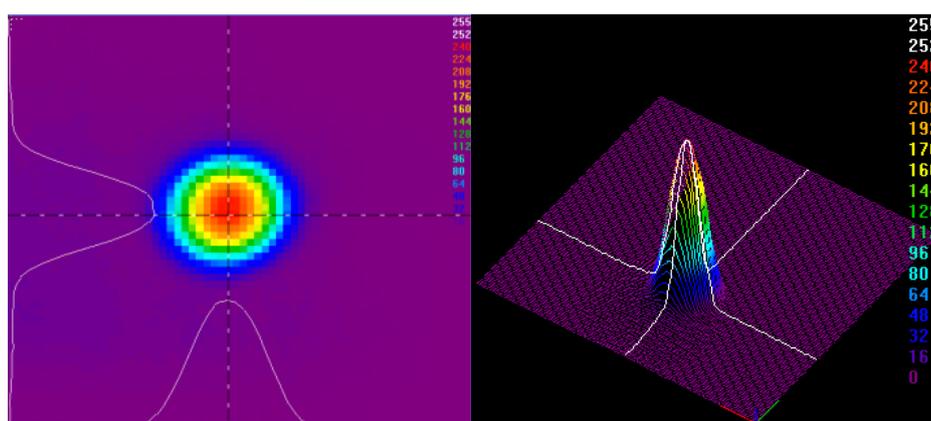


图 5-18 模式控制后的光纤模式

经过模式控制后输出光斑一般都是 LP_{01} 模，径向强度成高斯分布。如图 5-18 所示。而未加模式控制的光斑形状非常差如图 5-19 所示。这种垃圾模式是由一系列高阶模式叠加而成的^[12]，如图 5-20。

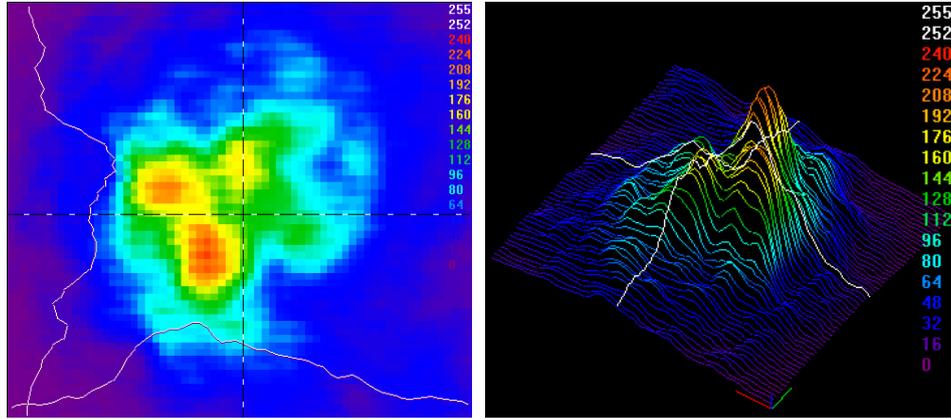


图 5-19 未加模式控制的高阶模式(垃圾模式)

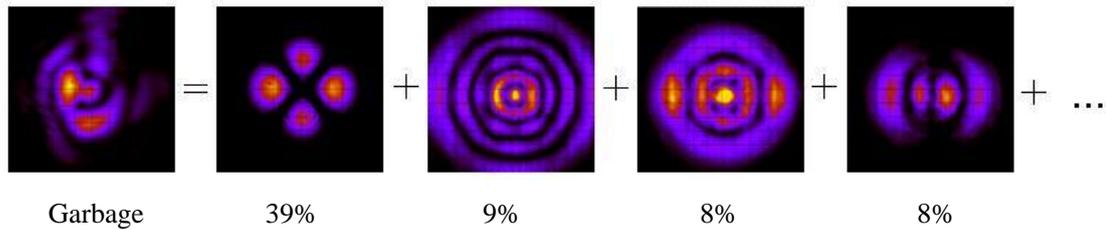


图 5-20 多种高阶模式合成的垃圾模式

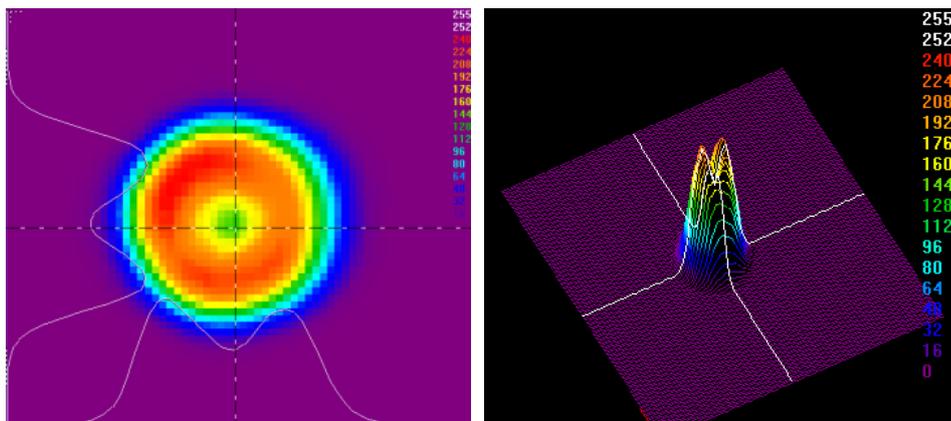


图 5-21 未加模式控制的高阶模式(环形模式)

图 5-21 所示的环形模式也是实验中不希望得到的，它虽然具有明显的几何对称性，但在图 5-17 中无法找到与之对应的模式，而高阶模式多为中心强度为零的几何分布，因此这种环形模式也是多种高阶模式合成的结果。

5.2.2 纵模模式控制实验研究

在光纤激光器中可以通过一些波长选择器件来确定或调整工作波长，这些波长选择装置可以限制增益谱内起振的纵模数，从而只能让满足特定条件的少数几个频率的激光起振，这就是线宽压缩 (line-narrowed) 技术。

1. 实验装置

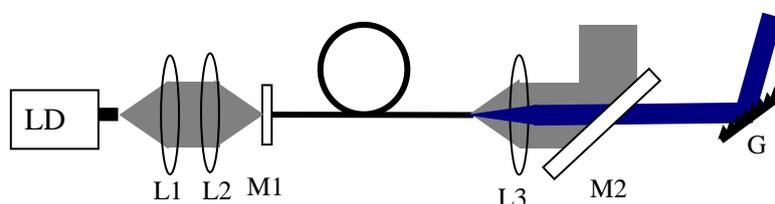


图 5-22 实验装置(Littrow 结构)

光栅是一种高分辨率色散元件，属于光相干衍射元件，其衍射形成的色散与棱镜相似，因此也作色散型元件研究。我们实验中所用光纤是从长春光机所购得的 1200 线/mm 反射光栅。

光栅方程为：

$$m\lambda = d(\sin \alpha \pm \sin \beta) \quad (5.8)$$

式中 m 是光栅衍射级， λ 为波长， d 为光栅常数， α 是入射角， β 是衍射角。

Littrow 腔形结构中的光栅工作于自准直状态，其一级衍射光沿入射方向返回，即 $\alpha = \beta = \phi$ ，如图 5-22 所示。其角色散能力为^[13]：

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{2\operatorname{tg}\phi}{\lambda} \quad (5.9)$$

Littman 腔形结构中的用到了两个光栅，输出激光首先经过一个扩束光栅，入射到另一个自准直光栅上，如图 5-23 所示。其角色散能力为：

$$\frac{d\alpha_1}{d\lambda} = 2\left(\frac{m}{d \cos \alpha_1} + M \frac{\operatorname{tg}\phi}{\lambda}\right) \quad (5.10)$$

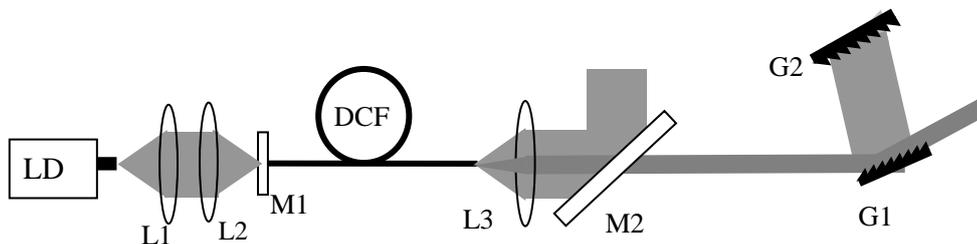


图 5-23 实验装置(Littman 结构)

2. 实验结果

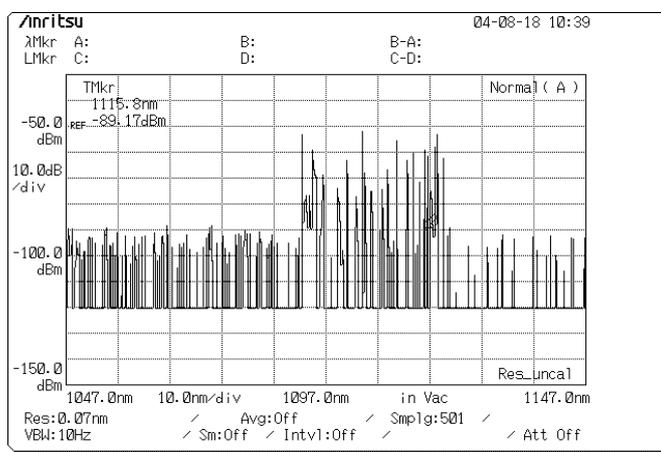


图 5-24 线宽压缩前的光谱

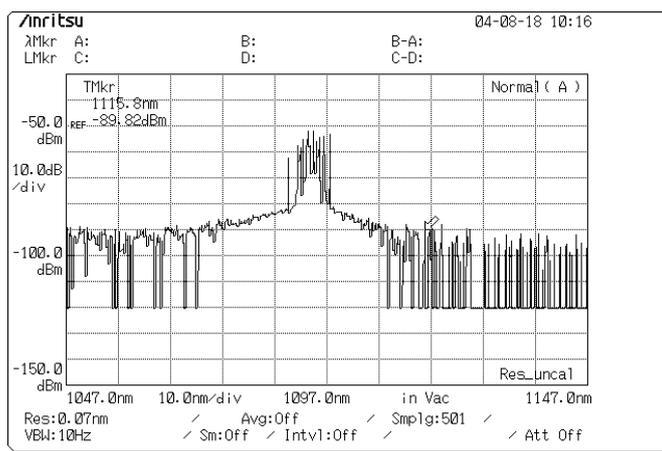


图 5-25 线宽压缩后的光谱

我们首先使用 Littrow 腔形结构进行了实验研究，结果并不理想。由理论

分析可知，这种结果的色散较小。而且实验中没有使用扩束装置，从而使出射光束与光栅的接触面积小，光栅的有效使用条数少。后来我们改用双光栅的 littman 结构，对线宽压缩起到一定作用，但仍然无法得到单频光纤激光器。如图 5-24 和图 5-25 所示。说明反射光栅的选频效果并不理想，若要得到窄线宽光纤激光器，光纤光栅是最佳选择。如何在双包层光纤上刻写光栅，以及高功率全光纤激光器，将是我们以后研究的重点。

参考文献

- [1] A.A.Said,T.Xia,A.Dogariu et al.,Measurement of the optical damage threshold in fused quartz.Applied Optics,1995,Vol.34,No.18,P3374~3375
- [2] Jens Limpert, Thomas Schreiber and Andreas Tünnermann, Fiber Based High Power Laser Systems
- [3]贾东方, 余震虹, 谈斌等译, G.P.Agrawal 著, 非线性光纤光学原理及应用 (Nonlinear fiber optics, & application of nonlinear fiber optics, 第一版), 电子工业出版社, 北京, 2002,P477~480
- [4] J.Nilsson, W.A. Clarkson, R. Selvas, J.K. Sahu, P.W. Turner, S.U.Alam, and B.Grudinin, High-power wavelength-tunable cladding-pumped rare-earth-doped silica fiber lasers, Optical Fiber Technology, 2004, Vol.10, 5-30.
- [5] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tünnermann, “100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier” , Optics Letters, 2003, vol. 28, No. 17, pp. 1537-1539
- [6] N.A.Brilliant, Stimulated Brillouin scattering in a dual-clad fiber amplifier., J.Opt.Soc.Am.B, .2002,Vol(11):2551~2557
- [7] Jens Limpert, Thomas Schreiber and Andreas Tünnermann, Fiber Based High Power Laser Systems
- [8] J.P.Koplow,D.A.V.Kliner and L.Goldberg.,Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier.Optics Letters,2000,25(7):442~444
- [9] J. A. Alvarez-Chavez, A. B.Grudinin, J. Nilsson, P. W. Turner, and W. A. Clarkson, “Mode selection in high power cladding pumped fibre lasers with tapered section,” in Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics 1999, Baltimore, USA, May 23-28, 1999, paper CWE7
- [10]徐公权, 段鲲, 廖光裕等译, Djafar K.Mynbaev and Lowell L.Scheiner 著, 光纤通信技术 (第一版), 机械工业出版社, 北京, 2002
- [11] 吕百达, 强激光的传输与控制, 第二章激光光束质量和评价参数, 国防工业出版社, 1999.5, 70-75
- [12] B.Willke-Amaldi , Laser improvements for Virgo+ , Virgo meeting 04/12/05
- [13] 张国威, 可调谐激光技术, 国防工业出版社, 第四章调谐与线宽压窄技术, 2002.1, 180-184

6 总结

掺镱双包层光纤激光器是国际上新近发展的一种新型高功率激光器件，由于其具有光束质量好、效率高、易于散热和易于实现高功率等特点，近年来发展迅速，已成为高精度激光加工、激光雷达系统、光通信及目标指示等领域中相干光源的重要候选者，在军事上也有着广泛的应用潜力。本论文主要是对连续波高功率双包层光纤激光器关键技术进行理论与实验上的研究，主要得到了如下结果：

一、对高功率双包层光纤激光器的基本问题进行了详细分析，以光子平衡模型为基础，推导出了双包层光纤激光器输出功率表达式。研究了纤芯、内包层、光纤长度和泵浦光特性对双包层光纤激光器的影响。

二、开展了掺 Yb 双包层光纤激光器的实验研究，掌握了泵浦光到双包层光纤的高效耦合调节技术。研究了泵浦光波长，激光波长、掺杂浓度等因素对双包层光纤激光输出特性的影响。

三、研究了光纤长度对双包层光纤激光器输出特性的影响，研究了斜率效率、输出功率和泵浦阈值随光纤长度的变化，结果表明对掺 Yb 双包层光纤存在一个最佳长度问题。对于我们与武汉烽火合作研制的掺镱双包层光纤，其掺杂浓度在 6500mol ppm 左右，D 形内包层尺寸为 450/400 μm ，芯径为 30 μm ，理论计算所得最佳长度为 20m，与实验结果吻合。在实验中还观测到激光波长随光纤长度的变化关系，激光峰值波长随光纤长度的变化率约为 0.25nm/m，本文同样给出了理论解释。

四、通过数值求解直线腔速率方程，理论模拟了单端泵浦和双端泵浦时光纤中泵浦光和信号光的功率分布，得出反向泵浦时转化效率较高的结论。采用双端泵浦技术，实现了输出 534W 的高功率光纤激光器，斜率效率约为 80%。实验中通过对高功率泵浦光束的空间滤波，有效地滤除了聚焦光斑附近的杂散成份，并改善了泵浦光束质量。采用独特的非球面透镜，得到和所用光纤相匹配的聚焦光斑。

五、理论研究了增加纤芯面积或内包层面积对激光器的影响。采用外腔法对粗芯光纤模式控制进行了探索性实验研究，所得结果对于高功率双包层光纤激光器的实现具有重要的指导意义。通过中心区域镀有高反膜的外腔凹面镜反馈，使传播发散角较小的低阶模式反回腔内，形成振荡，起到提高光束质量的作用。利用镀膜区域直径为 1mm 的凹面外腔镜，可以使输出光束质量，由 $M^2=2.6$ 提高到 $M^2=1.3$ 。该方法操作简单，效果明显，已申请了专利。

薛冬在攻读博士学位期间发表的论文目录

1. *D. Xue*, Q. Lou, Jun Zhou, Comparison of Yb-doped fiber laser with one-end and double-end, *Optics & Laser Technology* (已录用)
2. *Dong Xue*, Qihong Lou, Jun Zhou, et al, A 110-W Fiber Laser with Homemade Double-Clad Fiber, *Chinese optics letters*, 2005, 3(6), 345-347.
3. *D. Xue*, Q. Lou, Jun Zhou, A 330-watt YDFL with China-made DCF, *spie_Apoc2005*(已录用)
4. 薛冬, 楼祺洪, 周军, 孔令峰, 董景星, 魏运荣等, 国产掺镱双包层光纤的激光特性, *强激光与粒子束*; 2005, 17(5), 665-668,
5. 薛冬 楼祺洪 周军 叶震寰 孔令峰, 窄线宽光纤激光器进展, *激光与光电子学进展*, 2004, 41(5), 31-35
6. Lingfeng Kong, Zhonglin Wu, *Dong Xue*, A 115W ytterbium-doped fiber laser, *Chinese physics letter*, Jun Zhou, Qihong Lou,) 2004, 21(6), 1083
7. Lingfeng Kong, Qihong Lou, Jun Zhou, *Dong Xue* , 2W Yb-doped double-clad fiber superfluorescent source with 42nm 3dB bandwidth; *Optics&Laser technology*, 37(8), November 2005, Pages 597-600
8. Lingfeng Kong, Qihong Lou, Jun Zhou, *Dong Xue*, 133-W pulsed fiber amplifier with large-mode-area fiber, *OE Letters*45(1), 2006/01, 010502
9. 楼祺洪, 周军, 朱健强, 孔令峰, 吴中林, 薛冬, 董景星, 魏运荣, 叶震寰, 凌磊, 王之江, 百瓦级掺镱双包层光纤激光器, *中国激光*, 2003/12
10. 叶震寰, 楼祺洪, 薛冬, 窄线宽光纤激光器进展, *Optics@optoelectronic technology*, 2004, 2(1), 1-4.
11. 楼祺洪, 周军 朱健强 孔令峰 薛冬, 单端抽运国产 D 形双包层光纤激光器实现输出功率 200W, *中国激光* 2004, 31(9), 1029.
12. 楼祺洪, 周军, 朱健强, 薛冬, 孔令峰, 国产双包层掺镱光纤实现 440W 的连续

- 高功率激光输出, 中国激光, 2005, 32(1), 20.
13. 楼祺洪, 周军, 孔令峰, 薛冬, 高功率脉冲双包层光纤激光器的新进展, 量子电子学报, 2005, 8, 22(4) 510-515
 14. 楼祺洪, 何兵, 周军, 薛冬, 位相锁定双包层光纤激光器阵列获得 18.3W 的相干输出, 中国激光, 2005/12, P229
 15. 孔令峰, 楼祺洪, 周军, 薛冬, 瓦级双包层光纤超荧光光源的实验研究, 中国激光, 2005, 32(6), 757-760
 16. 楼祺洪, 薛冬, 比例可调分束器 实用新型申请号 200420114530.0, 2004.

薛冬个人简历

1991.9-1994.7	枣庄市第三中学	
1994.9-1998.7	曲阜师范大学物理系	理学学士
1998.9-2000.7	枣庄学院	教师
2000.9-2003.7	曲阜师范大学激光研究所	理学硕士
2003.9-2006.7	中国科学院上海光学精密机械研究所	工学博士

致谢

回顾三年的求学生涯，深深感到自己在科研和学业方面所取得的成绩和进步都离不开导师楼祺洪研究员的悉心指导。楼老师深邃的思维、敏锐的洞察力和渊博的专业知识都为我指明的正确的研究方向。楼老师严谨的治学态度、对科研事业的执著追求和无私奉献精神是我永远学习的楷模。楼老师乐观豁达的生活态度，真诚的为人也为我树立了榜样。

在这三年之中，有幸得到周军副研的悉心指导，无论是研究方案的设计，还是细节技术上的突破，都得益于周博士的指点。周博士献身科学的精神与和蔼宽厚的做人风范，将使作者终身受益。

作者深深感谢本课题组的董景星老师和魏运荣老师对我工作上的帮助和生活上的关怀。董老师丰富的阅历和熟练的实验技巧，让我受益匪浅，魏老师精巧的设计和加工确保了实验的顺利进行。在三年的研究中，还得到叶震寰博士和凌磊硕士的大力帮助和支持，在此表示感谢。

同时还要感谢孔令峰博士、朱洪涛博士、李红霞博士、何兵博士、漆云凤博士、杜建新博士、陈雷博士、吴中林博士、马海霞博士、陈慧挺博士、苏宙平博士、李立波博士、张芳沛博士、赵宏明博士在研究工作和生活中所给予的大力帮助。

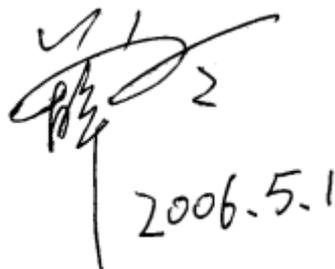
信息光学实验室的方祖捷研究员、瞿荣辉研究员、蔡海文博士在激光光谱测试方面、激光玻璃实验室的李顺光老师在光纤荧光光谱方面给予了大力支持帮助，在此表示感谢。

感谢烽火通讯科技股份有限公司光纤部李进延博士，李诗愈工程师在光纤拉制方面给予的帮助。

感谢人教处和研究生部全体老师对我学习和生活上的关心和帮助！感谢读博期间所有同学在我完成学业过程中给予的热情指导和帮助。

感谢枣庄学院领导对我的培养和多年来对我学业和工作上的支持。

感谢我的父母和爱人对我的理解和支持，求学三年，未能尽到我应尽之责任，对此向他们表示我深深的歉意。



楼祺洪
2006.5.1